

BERICHTE
aus dem
INSTITUT FÜR MEERESKUNDE
an der
CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT · KIEL

Nr. 172

ZIRKULATION UND ROSSBYWELLEN IM KANARENBECKEN

von

Michael Finke

DOI 10.3289/IFM_BER_172

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel
Abt. Meeresphysik
Düsternbrooker Weg 20
2300 Kiel 1

ISSN 0431-8561

1988

Diese Arbeit wurde 1988 als Dissertation von der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel angenommen.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Zusammenfassung	V
1. Einleitung	1
2. Datenbasis	4
2.1 Übersicht	4
2.2 Genauigkeit der Messungen	7
2.3 Auswertung der hydrographischen Daten	8
3. Zirkulation im Kanarenbecken	11
3.1 Mittlere Zirkulation	11
3.2 Quasisynoptische Betrachtung der Gesamtregion	16
3.2.1 Verteilung der Oberflächenparameter	17
3.2.2 Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen in 50, 150, 250 und 500 m Tiefe	20
3.2.3 Dynamische Topographie	25
3.3 Zirkulation im Bereich des Kanarenstroms	29
3.3.1 Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen in 50, 200, 400 und 600 m Tiefe südlich der Kanarischen Inseln	29
3.3.2 Sigma-t und Anomalie des Geopotentials auf verschiedenen Tiefenniveaus	34
3.4 Transportbilanz	39
3.5 Fehlerrechnung	44
4. Zeitliche und räumliche Variabilität westlich der Kanaren	48
4.1 Wiederholte hydrographische Aufnahmen	48
4.2 Die Daten der Thermistorkettenverankerungen	51
4.2.1 Darstellung der Verankerungsanordnung	51
4.2.2 Analysekonzept	51
4.2.3 Elimination der Verankerungsbewegung und Berechnung der Anomalien des Geopotentials	57
4.2.4 Fehlerrechnung bei den Zeitreihen	64

	Seite
4.3 Darstellung der Zeitreihen der Temperatur	66
4.3.1 Mittelwerte und räumliche Verteilung	66
4.3.2 Zeitreihen der baroklinen Transporte	71
4.4 Beschreibung der zeitlichen Varianz	81
5. Rossbywellen im Kanarenbecken	85
5.1 Konzeption eines Modells	85
5.2 Beobachtungen von Rossbywellen	88
5.3 Ableitung und Darstellung der Dispersionsrelation	89
5.4 Formulierung des Modells zur Anpassung der Transportzeitreihen	95
5.5 Ergebnisse der Modellrechnungen	104
5.6 Anpassung der Temperaturzeitreihen	128
6. Zusammenfassung	131
Literaturverzeichnis	133
Danksagung	143

CONTENTS

	Page
Abstract	VII
1. Introduction	1
2. The data set	4
2.1 Overview	4
2.2 Accuracy of measurements	7
2.3 Concept of analysing the hydrographic data	8
3. Circulation in the Canary Basin	11
3.1 Dynamics	11
3.2 Quasisynoptic view of the region	16
3.2.1 Surface temperature, salinity and sigma-t	17
3.2.2 Temperature and salinity at 50, 150, 250 and 500 m depth	20
3.2.3 Dynamic topography	25
3.3 Circulation in the Canary Current region	29
3.3.1 Temperature and salinity at 50, 200, 400 and 600 m depth	29
3.3.2 Sigma-t and geopotential anomaly at different depth levels	34
3.4 Balance of volume transports	39
3.5 Estimation of errors	44
4. Analysis of time series from moorings	48
4.1 Basic features of time and space variability	48
4.2 The data set	51
4.2.1 The moored array	51
4.2.2 Concept of analysing the mooring data	51
4.2.3 Mooring inclination correction and calculated time series of geopotential anomaly	57
4.2.4 Estimation of errors of the time series data	64

	Page
4.3 Time series of temperature	66
4.3.1 Mean values, zonal and meridional gradients	66
4.3.2 Time series of baroclinic transport	71
4.4 Variance of the time series	81
5. Rossby waves in the Canary Basin	85
5.1 Concept of a model	85
5.2 Experimental evidence and models for baroclinic Rossby waves	88
5.3 Dispersion relation	89
5.4 Formulation of a model with respect to time series of volume transport	95
5.4.1 Results	104
5.5 Fit of temperature time series	128
6. Summary	131
References	133
Acknowledgement	143

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden mittels objektiver Analyse die horizontalen und vertikalen Schichtungsverhältnisse sowie die Volumentransporte im Kanarenbecken untersucht. Verwendet werden hydrographische Daten der "Meteor"-Reise 69, die im Herbst 1984 quasisynoptisch aufgenommen wurden. Darüber hinaus werden für eine weitergehende Analyse von räumlichen und zeitlichen Veränderlichkeiten des Stromsystems Daten von Thermistorkettenverankerungen analysiert, die an mehreren Positionen über einen Zeitraum von nahezu zwei Jahren ausgelegt waren.

Aufgrund der Einschränkungen hinsichtlich einer Verallgemeinerung der Analyse quasisynoptischer Daten werden detaillierte Vergleiche mit dem mittleren Bild der Zirkulation aus historischen Datensätzen gezogen. Es besteht eine weitgehende Übereinstimmung der Ergebnisse, die einerseits auf der großräumigen Analyse der quasisynoptischen Daten beruht, zum anderen eine Folge des ausgleichenden Interpolationsschemas der objektiven Analyse auf kleinräumige Strukturen ist. Abweichungen vom mittleren Bild bestehen vor allem im Gebiet des Kanarenstroms, wo die Strukturen des Strömungsfeldes aufgrund eines zu großen horizontalen Abstandes der gemittelten Profile nicht adäquat aufgelöst waren.

Von besonderer Bedeutung auf die Verteilung der ozeanographischen Parameter im Kanarenbecken ist der Einfluß des südlich der Azoren nach Osten gerichteten Einstroms. Der Azorenstrom liefert den Hauptanteil an der Bilanz der Volumentransporte, ein nennenswerter Beitrag des Portugalstroms besteht dagegen nicht. Ein Zweig des Azorenstroms rezirkuliert entlang des Azorenplateaus westlich der Kanarischen Inseln nach Süden. Ein größerer Anteil des Azorenstroms transportiert Wasser in das Gebiet östlich von Madeira und liefert die Wassermenge für den sich nördlich der Kanarischen Inseln bildenden Kanarenstrom. Südlich der Kanaren ergibt die Analyse eine Aufspaltung des Kanarenstroms in zwei divergierende Anteile.

Berechnungen der Volumentransporte relativ zu 1500 dbar ergeben entlang eines Zonalschnitts auf 28°N Südtransporte in der Größenordnung von $10 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ westlich von Gran Canaria, wobei dem eigentlichen küstennahen Kanarenstrom $6 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ zukommen. Etwa $2 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ werden südlich von 22°N entlang der Küste weiter nach Süden transportiert, während $8 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ im Subtropenwirbel rezirkulieren.

Entlang des Zonalschnitts auf 28°N wird anhand von CTD-Daten aus mehreren Realisierungen die Beobachtung gemacht, daß relativ zu 1500 dbar berechnete Volumentransporte räumliche und zeitliche Variationen nach Norden bzw. Süden gerichteter Transporte zeigen, wobei die mittlere Transportamplitude der Variationen den Mittelwert nach Süden gerichteter Transporte übertrifft. Die Zeitreihen der Thermistorkettenverankerungen, die auf 28°N und entlang 27°W auf einem Dreieck ausgelegt waren, zeigen sowohl in den aufgezeichneten Zeitreihen der Temperatur als auch in den mittels der dynamischen Methode bei Verwendung gemittelter T/S-Profile berechneten Zeitreihen des relativen baroklinen Transports ähnliche Strukturen.

Mit einem Modell der Superposition linearer Wellen wird die Hypothese geprüft, ob barokline Rossbywellen sowohl die räumlichen Strukturen entlang des Zonalschnitts als auch die zeitlichen Variationen wesentlich verursachen. Die räumlichen und zeitlichen Parameter der Wellenlängen sind konsistent mit baroklinen Rossbywellen für den Fall, daß die vertikale Struktur der Variationen von der ersten vertikalen Mode bestimmt ist. Lösungen sind Rossbywellen halbjähriger Periode mit einer Wellenlänge von 330 km und einer Ausbreitungsrichtung mit einem Winkel von ca. 25° gegenüber einer rein zonal gerichteten Richtung. Die Phasengeschwindigkeit dieser Welle liegt bei 2 cm s^{-1} . Weitere Lösungen sind Wellen mit Jahresperiode und Wellenlängen von 100 km und 200 km mit größeren meridionalen Komponenten und mit Phasengeschwindigkeiten, die etwas kleiner als 1 cm s^{-1} sind. Bis zu 80% der Varianz der Zeitreihen kann durch die Wellenlösungen des Modells approximiert werden.

ABSTRACT

The purpose of this paper is the description of horizontal and vertical stratification and the determination of volume transports in the Canary Basin by hydrographic data collected during the "Meteor" cruise 69 in November 1984. The evaluation of the general features of the baroclinic current system gives the base for a more advanced analysis of time and space variations which are evident in records of moored temperature sensors available at several locations for a period of almost two years.

Being aware of the limitations of a quasisynoptic data set with respect to conclusions about the mean state, careful inspection and comparison with the results based on the analysis of historical data sets is necessary, revealing a general accordance. This agreement is partly due to the treatment of the quasisynoptic data on a rather widely spreaded grid and due to the smoothing scheme of the objective analysis used for the presentation of the parameter fields. Nevertheless deviations from a generally accepted picture of the circulation patterns are evident mainly in regions where the horizontal resolution of properties is not accurate, because of too widely spaced mean profiles. This is the case especially in the Canary Current region.

The most prominent feature of the oceanographic parameter fields is the Azores Current positioned south of the Azores Islands. This current dominates the transport balance of the Canary Basin and no relevant part of the Portugal Current is evident in the data. Just south of the Azores part of the zonally oriented flow is deflected to the south, most probably due to topographic influences, and recirculates west of the Canary Islands. The main part of the Azores Current continues flowing to the east and passes the Canary Archipelago to form the Canary Current, which undergoes a remarkable separation in two divergent parts after the passage of the islands.

Transport calculations along 28°N west of the Gran Canaria referenced to 1500 dbar reveal volume transports of $10 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ to the south. The Canary Current itself carries about $6 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. South of 22°N a volume of $2 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ continues flowing to the south, while $8 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ recirculate within the subtropical gyre.

Along the zonal section of 28°N volume transports determined from CTD-profiles resulting from several expeditions show variations in space and in time, with transports orientated to the north as well as to the south between stations uniformly spaced along the line. The mean amplitude of transport variations is higher than the mean value of transports to the south which is calculated from the various realisations. The same kind of variations is determined from time series of the thermistor-chain moorings deployed on various locations in the configuration of a triangle along the zonal section of 28°N and a meridional section along 27°W. Fluctuations appear in the original temperature time series and in time series of volume transports calculated by the use of T/S-relationships in the range of the North Atlantic Central Water mass.

The hypothesis that both the space-varying volume transports from CTD-measurements and the time-varying properties of temperature and relative baroclinic transport are due to the westward propagation of baroclinic Rossby waves is tested by a model of linear superposition of waves. The dominating parameters of the wave properties and the characteristic space and time scales of the wave propagation are consistent with baroclinic Rossby waves in the case that the vertical structure of the variations is determined by the first vertical mode.

As a main result half-year period variations are found with a wave length of 330 km and a direction of phase propagation inclined to a purely westward propagation by an angle of approximately 25°. The phase velocity is about 2 cm s⁻¹. Furthermore one-year period wave solutions are found with corresponding wavelengths of 100 km and 200 km, but with propagation directions more orientated to the north and with smaller phase velocities of about 1 cm s⁻¹. The superposition of these baroclinic Rossby waves approximates up to 80 % of the total variance of baroclinic transport fluctuations.

1. EINLEITUNG

Seit einer Reihe von Jahren besteht ein besonderes Interesse der physikalischen Ozeanographie daran, die Strömungsverhältnisse und Wassermassentransporte im östlichen Teil des Nordatlantiks zu untersuchen. Das generelle Schema der Zirkulation im Nordatlantik war aus früheren Arbeiten bekannt; der Ostatlantik galt als das klassische Gebiet der Rezirkulation eines ozeanweiten subtropischen Wirbels ('Gyre') mit dem Golfstrom als westlichem Randstrom. Offene Fragen betreffen vor allem die Ausdehnung des subtropischen Gyres, den Umfang der Rezirkulation im Ostatlantik sowie die Verbindungen zum Nordatlantischen Stromsystem.

Ausgangspunkt einer kontroversen Diskussion bildete die von WORTHINGTON (1976) entwickelte Vorstellung, daß die Rezirkulation der durch den Golfstrom vor der amerikanischen Ostküste nach Norden transportierten Wassermassen bereits westlich des Mittelatlantischen Rückens erfolgt und somit den Nordost-Atlantik vom Umsatz des Golfstromwassers ausschließt. WORTHINGTON (1976) schloß aus Daten auf zwei in sich geschlossene antizyklonale Wirbel westlich des Mittelatlantischen Rückens, einen zentralen Sargassoseewirbel und einen nördlichen Wirbel östlich Neufundlands, die nicht miteinander in Verbindung stehen. Die Konsequenz wäre, daß eine ozeanweite Zirkulation unter Beteiligung des Nordost-Atlantiks ausgeschlossen werden müßte und daß dem Nordatlantischen Strom, der nach allgemeiner Vorstellung warme Wassermassen des Golfstroms in hohe Breiten des Nordatlantik transportiert, nur eine geringe Bedeutung zukäme.

Im klaren Widerspruch zu der Arbeit WORTHINGTONS stand die klassische Vorstellung der Wassermassentransporte im Nordatlantik, wie sie etwa bei DIETRICH et al. (1975) gegeben wird. Dieses Bild basiert auf früheren Ergebnissen von HELLAND-HANSEN (1926), ISELIN (1936), DEFANT (1941), SVERDRUP et al. (1942) sowie einigen anderen Autoren und schließt Untersuchungen aus dem Internationalen Geophysikalischen Jahr (IGJ) von 1957-1958 mit ein. Danach gibt es eine Aufspaltung des Golfstroms im Bereich der Neufundlandbank in mehrere Stromzweige. Ein Ausläufer ist der Nordatlantische Strom, der sich unter weiterer Verzweigung weit nach Norden erstreckt. Andere Stromzweige schließen die Zirkulation im Ostatlantik durch einen überwiegend meridional gerichteten Wassermassentransport östlich des Mittel-

atlantischen Rückens in der Größenordnung von $20 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Nach neueren Untersuchungen kann die enge räumliche Begrenzung, die Aufteilung und der Verlauf von Ausläufern des Nordatlantischen Stromsystems nicht aufrechterhalten werden. Nach Arbeiten von KRAUSS et al. (1982) und KRAUSS (1986) ergibt sich auf der Basis der Analyse satellitengeorteter Drifter im Zeitraum von 1981 bis 1984 ein Bild des Nordatlantischen Stroms in Form einer sich großräumig ausdehnenden Drift mit nur gelegentlich an wechselnden Positionen auftretenden frontalen Strombändern. Es gibt keinen Hinweis auf permanente Stromzweige des Nordatlantischen Stroms, die östlich des Mittelatlantischen Rückens zur Rezirkulation im Ostatlantik beitragen. Das Gebiet einer nordwärtigen Drift ist getrennt vom Rezirkulationsgebiet des subtropischen Gyres, dessen nördliche Begrenzung östlich von 40°W bis etwa 43°N reicht.

Diese Ergebnisse finden eine Bestätigung in der Arbeit von SY (1986). Nach seiner Analyse der Daten des TOPOGULF-Experimentes fällt die nördliche und östliche Begrenzung der Hauptströmung der Rezirkulation mit der Position des Azorenstroms (KÄSE et al., 1986) zusammen, der Wassermassen in Form eines engbegrenzten zonalen Strombandes im wesentlichen südlich der Azoren in das Rezirkulationsgebiet im Ostatlantik einbringt und wahrscheinlich eine direkte Fortsetzung des Golfstromsystems über den Mittelatlantischen Rücken hinweg darstellt (GOULD, 1985). Die Wassermassenfront im Bereich des Azorenstroms wird von KÄSE und SIEDLER (1982) beschrieben. Sie tritt permanent im Beobachtungsgebiet auf (SIEDLER et al., 1985), und ihre Lage fällt mit der südlichen Begrenzung des Entstehungsgebietes des Madeira-Modewassers zusammen (SIEDLER et al., 1987).

In dieser Arbeit soll der östliche Teil des Subtropenwirbels im zentralen Kanarenbecken untersucht werden. Vor den Küsten des europäischen Kontinents und Nordwestafrikas geht das zunächst zonal orientierte Stromsystem in einen Bereich vorwiegend meridional gerichteter Strömungen über. Fragen nach der Verbindung dieser meridionalen Strömungen mit dem zonal orientierten Azorenstrom und die weitere Ausbreitung der Wassermassen im Kanarenstrom nach Süden sind bis heute teilweise unbeantwortet, Aussagen über den Gesamttransport in der Warmwassersphäre der Region und Angaben zum Volumentransport im Kanarenstrom sind teilweise widersprüchlich. Auch die Frage nach einer Aufspaltung des Azorenstroms im Kanarenbecken, wie sie von

STRAMMA (1984) beschrieben wird, soll in dieser Arbeit behandelt werden. Im Vordergrund steht dabei zunächst die Analyse eines quasisynoptischen hydrographischen Datensatzes, deren Ergebnisse mit bisher bekannten mittleren Transportfeldern verglichen werden sollen.

Im weiteren geht es bei der Untersuchung von Transportschwankungen aus Verankerungsdaten im östlichen Kanarenbecken um die Frage, ob die beobachteten Änderungen durch langperiodische Wellen beschrieben werden können. Zeitreihen aus Verankerungsdaten zeigen eine Kumulation der mesoskaligen Energie im Zeitbereich > 100 Tage. In diesen Zeitskalen werden ozeanische Strömungen zum einen durch mesoskalige Wirbel ('Eddies') bestimmt. Es besteht aber auch die Möglichkeit, daß ein nicht unerheblicher Anteil dieser mesoskaligen Energie Wellenvorgängen mit wohldefinierten Beziehungen zwischen den räumlichen und zeitlichen Skalen zugeordnet werden kann. Im genannten Periodenbereich sind barokline Rossbywellen zu erwarten, die vorzugsweise im östlichen Teil des Atlantiks auftreten sollten (KRAUSS und WÜBBER, 1982; WÜBBER, 1986). Nach diesen Modellen sind die Bedingungen für eine indirekte Erzeugung der Wellen wegen der meridional orientierten Küsten und des Windfeldes der Passate besonders günstig. Wegen des ausgeprägten Jahresgangs der Passate haben die am Rand erzeugten Wellen bei räumlichen Skalen von etwa 1000 km Wellenlänge eine Jahresperiode und wandern als freie Wellen vorwiegend westwärts. Das Ziel des zweiten Teils dieser Arbeit ist deshalb zu klären, ob die Transportschwankungen im Kanarenbecken durch barokline Rossbywellen in guter Näherung beschreiben werden können.

2. DATENBASIS

2.1 Übersicht

In den beiden Hauptteilen dieser Arbeit werden verschiedene Datensätze benutzt:

a) Quasisynoptische hydrographische Daten:

In einem Gebiet zwischen 20°N und 41°N sowie östlich von 27°W liegen Temperatur- und Salzgehaltsdaten vor, die während der "Meteor"-Fahrt 69 auf den Fahrtabschnitten 5 und 6 im Oktober und November 1984 gewonnen wurden. Dabei handelt es sich um ein Datennetz von mehreren hydrographischen Schnitten mit insgesamt 52 CTD-Stationen und 164 XBT-Profilen. Die Lage der Positionen und die Verteilung der XBT- und CTD-Profile ist in der Abb. 1 dargestellt. Die CTD-Stationen erreichen im Mittel eine Tiefe von etwa 1500 m, an den Eckpunkten einzelner Schnitte liegen Profile bis zum Boden vor. Die XBTs erreichen durchschnittlich 700 m Tiefe. Grundlegende Informationen über die "Meteor"-Reise 69 finden sich bei MEINCKE et al. (1985) und MÜLLER et al. (1987). Für den südlichen Bereich des Gebietes liegt ein dichtes quasisynoptisches Stationsnetz von CTD-Profilen vor (Abb. 2).

Bei der wiederholten Auslegung und Aufnahme von Verankerungssystemen entlang 28°N wurden im Verlauf mehrerer Expeditionen verschiedener Schiffe an den Verankerungspositionen CTD-Profile gemessen, die teils zur Kalibrierung der Daten von verankerten Thermistorketten (TK), aber auch unabhängig davon zur Analyse der Transporte entlang des Schnittes und zur Beschreibung der zonalen Variabilität genutzt werden.

b) Oberflächendaten:

Entlang der dargestellten Schnitte der "Meteor"-Reise 69 wurde mittels eines Thermosalinographen die Oberflächentemperatur und der Oberflächen-salzgehalt erfaßt und von der schiffseigenen INDAS-Datenerfassungsanlage aufgezeichnet.

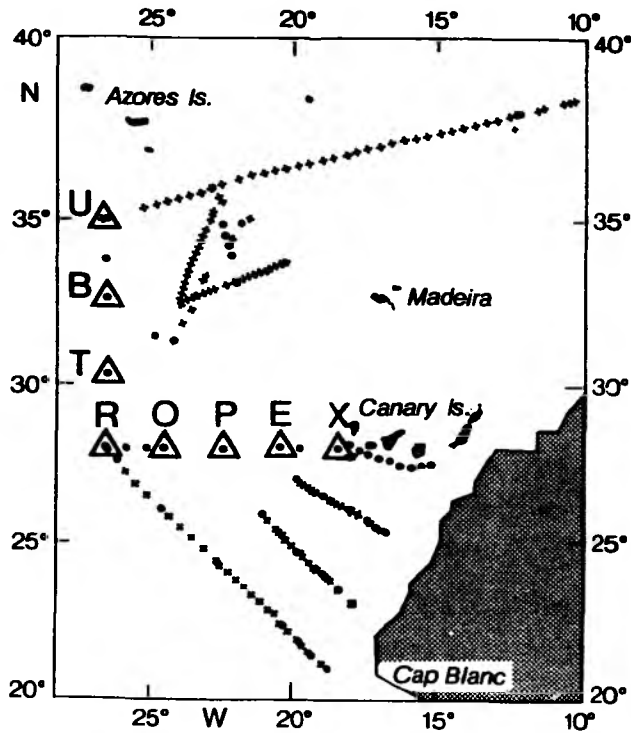


Abb. 1: Hydrographische Stationen während der "Meteor"-Reise '69 und Verankerungspositionen (. CTD, + XBT, Δ Thermistorkettenverankerungen).

c) Verankerungsdaten:

Bei diesen Daten handelt es sich um Daten von Thermistorkettenverankerungen auf den Positionen U, B, T, R, O, P, E, X (Abb. 1). Die Daten der entlang des Zonalschnitts auf 28°N ausgelegten Verankerungen erstrecken sich über einen Zeitraum von etwa zwei Jahren von Oktober 1983 bis September 1985, die Zeitreihen der anderen Verankerungen beginnen im Oktober 1984 und enden im September 1985. Näheres über die Konzeption dieser Verankerungen, die Datenqualität und die weitere Verarbeitung wird unter 4.1 angegeben.

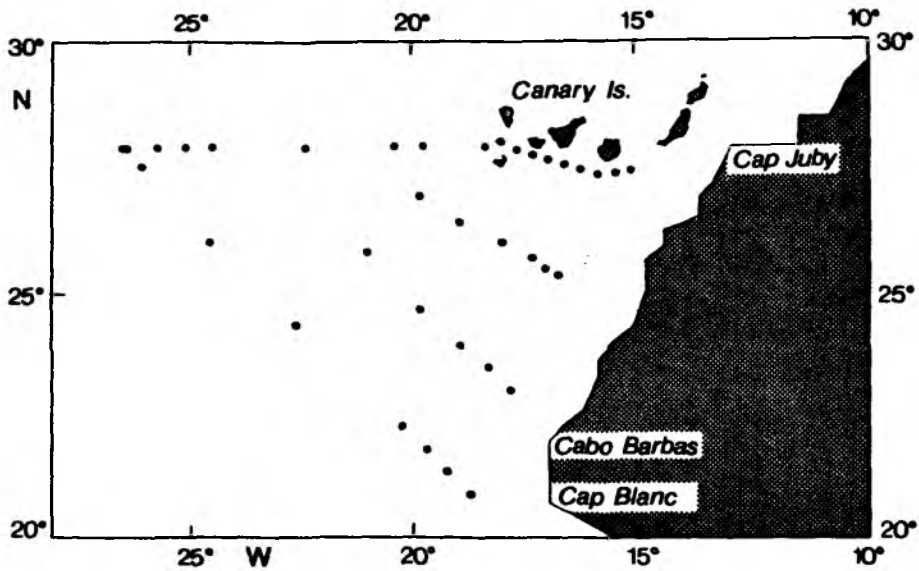


Abb. 2: CTD-Stationen (CTD-Daten) südlich der Kanarischen Inseln.

Die Tabelle 1 enthält eine Auflistung der verwendeten hydrographischen Daten.

Tabelle 1: Hydrographische Daten

Schiff	Fahrt-Nr.	Jahr	Daten
Meteor	64	1983	CTD entlang 28°N
Poseidon	104	1983	CTD entlang 28°N
Meteor	69	1984	XBT, CTD, INDAS / Kanarenbecken
Polarstern	5	1985	CTD entlang 28°N

2.2 Genauigkeit der Messungen

Die CTD-Messungen basieren auf Messungen mit einem Neil-Brown-CTD-System. Die Kalibrierungen der Temperatur- und Drucksensoren erfolgten in der üblichen Weise über in-situ-Messungen mit geschützten und ungeschützten Umkippthermometern. Geschöpfte Wasserproben geben bei der anschließenden Messung mit einem Laborsalinometer Vergleichswerte für die Eichung des Leitfähigkeitssensors. Die Eichkoeffizienten können mittels linearer Regression bestimmt werden. Hinsichtlich der Einzelheiten der Datenaufbereitung sei nochmals auf MÜLLER et al. (1987) verwiesen.

Die Oberflächenwerte der kalibrierten CTD-Profile wurden ihrerseits dazu verwendet, die davon unabhängigen Oberflächenregistrierungen der Temperatur und des Salzgehalts (INDAS-Daten) zu kalibrieren und darüber hinaus eine Offsetkontrolle der XBT-Daten durchzuführen. Die erreichten mittleren Genauigkeiten der Einzelsensoren bzw. der Meßsysteme sind in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 2: Genauigkeit gemessener Größen

	p %	T °C	S psu
CTD	0.2	± 0.005	± 0.003
XBT	-	± 0.05	-
INDAS	-	± 0.10	± 0.20

2.3 Auswertung der hydrographischen Daten

Bei der "Meteor"-Reise 69 wurden im Bereich des Kanarenbeckens Daten in einem relativ dichten Stationsnetz gewonnen. Dies gilt insbesondere für den Bereich der Azorenfront und die Südhälfte des zu betrachtenden Gebietes zwischen den Kanarischen Inseln und Cap Blanc. Im östlichen Teil des Kanarenbeckens nördlich der Kanaren liegen keine Daten vor, so daß für eine großräumige Analyse der Verteilung der ozeanischen Parameter das Stationsnetz regional inhomogen ist. Ein Mangel des Beobachtungsnetzes liegt auch in der Tatsache, daß die gewonnenen Schnitte nicht nahe genug in die Küstenregionen geführt werden konnten, um die erfahrungsgemäß am Ostrand auftretenden größeren Gradienten der Temperatur und des Salzgehaltes hinreichend aufzulösen. Es wird zunächst die hydrographische Situation im Gesamtgebiet und daran anschließend in der Region südlich der Kanarischen Inseln betrachtet. Dies bietet die Möglichkeit, die Verteilung der hydrographischen Parameter in größeren Tiefen zu untersuchen.

Für die Darstellung der Horizontalverteilung verschiedener Parameter wird in dieser Arbeit das Verfahren der objektiven Analyse (BRETHERTON et al., 1976; HILLER und KÄSE, 1983) angewendet. Das Prinzip der objektiven Analyse besteht darin, eine zunächst räumlich inhomogene Datenverteilung auf ein regelmäßiges Gitternetz zu transformieren und den jeweils betrachteten Parameter in Abhängigkeit von einer vorzugebenden Kovarianzskala zu interpolieren. Der Fehler an der interpolierten Stützstelle ist bei gegebener Kovarianzskala neben der Abhängigkeit von der relativen Genauigkeit der Meßpunkte vor allem eine Funktion der lokalen Dichte der Meßpunkte, also ortsabhängig. Um Randeffekte zu vermeiden, ist es außerdem notwendig, den Trend der Datenfelder zu eliminieren. Für die analysierten Felder der betrachteten Parameter wird eine Fehlerkarte erstellt, in der die räumlichen Bereiche dargestellt werden, in denen die Unsicherheit der zu interpolierenden Gitterstelle 50 % einer vorgegebenen Fehlervarianz überschreitet. Die gewählte Kovarianzskala bestimmt neben der Fehlervarianz das Ausmaß der Glättung des zu analysierenden Feldes. Die Skala muß in vernünftiger Relation zum mittleren Stationsabstand der Datenpunkte stehen. Bei einem mittleren minimalen Stationsabstand von etwa 30 km ist eine Skala von 250 km,

was in etwa dem zweifachen Wert einer typischen Eddy-Skala entspricht, groß genug, um die Felder im Hinblick auf Wirbelstrukturen ausreichend zu glätten.

Die sich ergebenden Karten der Parameterverteilungen können nur dann mit ausreichender Sicherheit beurteilt werden, wenn neben dem von der objektiven Analyse bestimmten Interpolationsfehler auch die relative Genauigkeit der umliegenden Daten bekannt ist. Für den Fall gemessener Größen der Temperatur und des Salzgehaltes sind die Fehler zu berücksichtigen, die sich aus der Ungenauigkeit der Meßsensoren ergeben. Wie sich herausstellt, sind diese reinen Meßfehler im Vergleich zu den natürlichen Variationen des jeweiligen Parameters so klein, daß sie bei der Interpretation der Parameterverteilungen keine Einschränkungen bedeuten. Für abgeleitete Größen der Dichte, der Anomalie des Geopotentials oder der Bestimmung der baroklinen Transporte aus dem vertikalen Massenaufbau zweier hydrographischer Stationen müssen die Fehler aufgrund der funktionalen Abhängigkeit von den gemessenen Größen unter Berücksichtigung der Meßfehler abgeschätzt werden. Dies gilt besonders für die Berechnung der Anomalie des Geopotentials bei den XBTs, bei denen eine aus zwei benachbarten CTD-Stationen zusammengesetzte abstandsgewichtete TS-Relation für die Zuordnung eines Salzgehaltes zu den gemessenen Temperaturdaten verwendet wird. Die prinzipielle Anwendbarkeit dieser Methode ist für das Gebiet bestätigt und gilt selbst bei Verwendung langjährig gemittelter TS-Relationen (SIEDLER und STRAMMA, 1983). Der absolute Fehler ist dabei kleiner als der Fehler der Meßungenauigkeiten (EMERY und DEWAR, 1982). Die möglichen Fehler, die sich bei der Bestimmung der berechneten Größen ergeben, werden in Kapitel 3.5 behandelt.

Tabelle 3 gibt für die nachfolgende Analyse der Gesamtregion eine Übersicht zu den betrachteten Tiefenniveaus, den Mittelwerten der Daten und der durchschnittlichen Variation um diesen Mittelwert (Standardabweichung). Zusätzlich angegeben ist der Absolutwert des Fehlers in den Objektive-Analyse-Karten, der in den schraffierten Bereichen der jeweiligen Karten überschritten wird.

Tabelle 3: Mittelwerte (\bar{T} , \bar{S} , $\bar{\sigma}_T$) und Standardabweichungen (ΔT , ΔS , $\Delta \sigma_T$) der analysierten Datenfelder und Interpolationsfehler (dT , dS , $d\sigma_T$) der Objektive-Analyse-Karten (Gesamtregion)

$T/^{\circ}\text{C}$	z/m	\bar{T}	ΔT	dT
	0	22.2	1.3	0.3
	50	21.3	1.7	0.3
	150	16.6	1.4	0.3
	250	14.8	1.2	0.3
	500	11.6	0.6	0.2
S/psu	z/m	\bar{S}	ΔS	dS
	0	36.8	0.3	0.1
	50	36.6	0.3	0.1
	150	36.3	0.3	0.1
	250	36.0	0.2	0.06
	500	35.6	0.2	0.05
σ_T	z/m	$\bar{\sigma}_T$	$\Delta \sigma_T$	$d\sigma_T$
	0	25.5	0.2	0.04

3. ZIRKULATION IM KANARENBECKEN

3.1 Mittlere Zirkulation

Die mittlere Zirkulation im Kanarenbecken ist aus einer Reihe von früheren Arbeiten bekannt. Der Wassermassenzustrom in das zentrale Kanarenbecken geschieht im wesentlichen im Bereich des Azorenstroms.

Bei der Bestimmung der absoluten Geschwindigkeiten aus historischen Daten mit Hilfe der β -Spiralen-Methode finden OLBERS, WENZEL und WILLEBRAND (1982) ein zonal orientiertes Stromband im Bereich der Azoren, das seinen Ursprung in der Golfstromaufspaltung im Bereich der Neufundlandbank zu haben scheint. Dieses Stromband ist in der Tiefe von 150 m durch einen Temperatursprung zwischen der 16°- und der 18°-Isotherme von etwa 2°C gekennzeichnet. Die Kontinuität des Stromsystems über den Mittelatlantischen Rücken nach Westen ist auch in der Analyse der TOPOGULF-Daten zu sehen (SY, 1985). GOULD (1985) beschreibt auf der Basis von XBT-Daten und der Analyse von Drifterdaten entsprechende frontale Strukturen im Bereich des Mittelatlantischen Rückens.

Der Azorenstrom ist durch ein enges, zonal orientiertes Stromband mit ostwärtigen Strömungen und eine ausgeprägte thermohaline Struktur mit einer Querschnittsbreite von etwa 60 km gekennzeichnet (SIEDLER et al., 1985; KÄSE et al., 1985). Im Fall der Analyse mittlerer Daten erscheint der Bereich des zonalen Einstroms südlich der Azoren sehr viel breiter (STRAMMA, 1984). Dies ist eine Folge des Auftretens stark veränderlicher Mäander der Front, wobei durch Mittelung die Temperatur- und Salzgradienten verringert werden.

Es ist an dieser Stelle interessant zu bemerken, daß bereits in einer sehr frühen Arbeit von JAKOBSEN (1929) eine Darstellung der Topographie des Nordatlantiks zu finden ist, die eindeutig das zonale Stromband südlich der Azoren zeigt und die Annahme einer direkten Verbindung zum Golfstrom nahelegt.

Mit abnehmender Küstenentfernung fließen die zonal eingeführten Wassermassen dann mehr in meridionaler Richtung und werden zum Teil im Kanarenstrom südlich der Kanarischen Inseln weiter nach Süden verfrachtet. Mit dem Übergang in eine überwiegend meridional gerichtete Zirkulationskomponente ist somit der Kanarenstrom als östliche Grenze des subtropischen Gyres anzusehen. Diese Merkmale der Zirkulation sind in der Analyse langjährig gemittelter, historischer Datensätze enthalten. Grundlegend für neuere Untersuchungen ist die Arbeit von STRAMMA (1984) auf der Basis gemittelter Profile in $3 \times 3^\circ$ -Feldern. Das von STRAMMA (1984) gegebene Bild des geostrophischen Transportfeldes (Abb. 3) enthält eine Aufspaltung des Azorenstroms direkt südlich der Azoren in einen bereits westlich von Madeira nach Süden geführten Anteil und einen zweiten Anteil, der zunächst weiterhin nach Osten vordringt und erst östlich von Madeira rezirkuliert.

Ansatzpunkte für diese Arbeit liegen vor allem in Vergleichen mit dem mittleren Bild in den Gebieten, die durch den neuen quasisynoptischen Datensatz überdeckt werden. Ein weiterer Aspekt ist durch die Frage nach der Größe der Wassermassentransporte gegeben. Dem Portugalstrom, der nach früheren Arbeiten (DIETRICH et al., 1975) größere Wassermengen von Norden zwischen den Azoren und Portugal in das Kanarenbecken führt, wird in neueren Untersuchungen nur eine geringe Bedeutung zugesprochen (SAUNDERS, 1982; POLLARD und PU, 1985). Diese Frage wird in Kapitel 3.4 im Zusammenhang mit einer Abschätzung der Volumentransportbilanz für die Region kurz diskutiert.

Das Gebiet der meridional orientierten Strömungen im östlichen Teil des Ozeans wird allgemein als östlicher Randstrom (WOOSTER und REID, 1963) bezeichnet und in der Theorie von MUNK (1950) als breites Rezirkulationsgebiet schwacher südwärtiger Strömungen charakterisiert, die im Gegensatz zum westlichen Randstrom auf geringe Tiefen beschränkt sind. Danach besteht eine Balance zwischen der mit β multiplizierten meridionalen Komponente des horizontalen Massentransports und der Rotation der Windschubspannung, d.h. das Gebiet wird von der Sverdrup-Dynamik beherrscht.

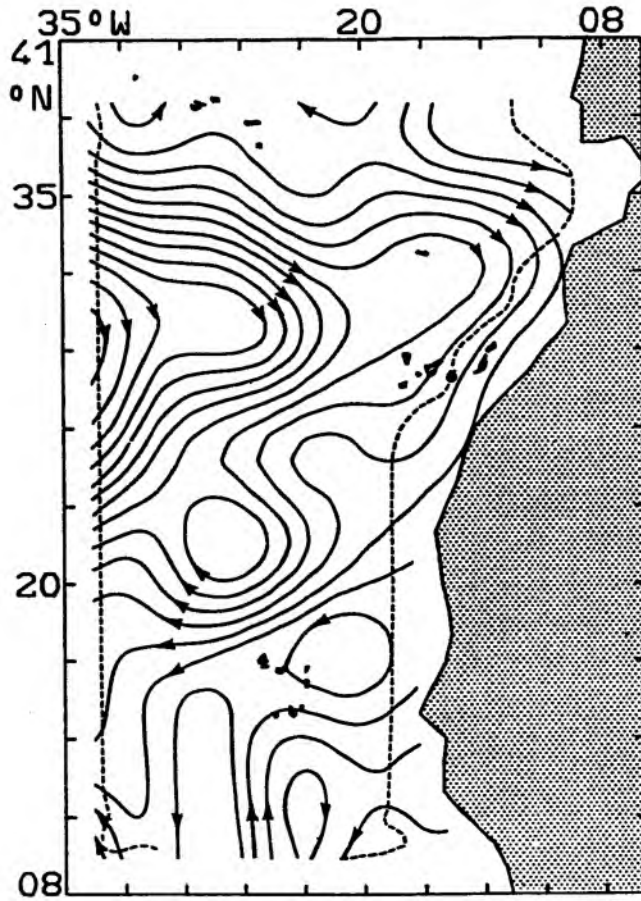


Abb. 3: Volumentransporte zwischen 0 m und 800 m Tiefe nach STRAMMA (1984). Jede Linie repräsentiert $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Glättung mit objektiver Analyse. Fehlerbereiche der Interpolation mit Fehlerwerten $> 1 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ außerhalb der gestrichelten Linien.

Trotz der intensiven Bemühungen der letzten Jahre, die Strömungen im Ostatlantik zu bestimmen, ist das Übergangsgebiet zwischen dem Azorenstrom und dem Kanarenstrom bisher kaum untersucht worden. Insbesondere ist über den Kanarenstrom selbst nur wenig bekannt. Aussagen über den Kanarenstrom leiten sich bis auf wenige Ausnahmen nur aus Schiffsversetzungsdaten ab, sie sind daher auf den oberflächennahen Bereich mit dem windgetriebenen Ekmantransport beschränkt. Ein direkter Einfluß des Windes auf die Drift

der Schiffe ist in der Regel nicht auszuschließen. Diese Daten weisen eine gleichförmige, südwestlich orientierte Drift ohne nennenswerte horizontale Unterschiede auf (PERLROTH, 1968). Die Größe der Oberflächenströmungen zeigt ein deutliches jahreszeitliches Signal, die Strömungen betragen im Sommer etwa 26 cm s^{-1} , im Winter 21 cm s^{-1} (JECKSTRÖM, 1983). Die wenigen, auf hydrographischen Daten basierenden Arbeiten können die einfache Struktur einer vorwiegend meridional gerichteten Strömung nicht bestätigen. FEDOSEEV (1970) und KIRICHEK (1971) untersuchen historische Daten mit der dynamischen Methode und finden neben den erwähnten jahreszeitlichen Schwankungen räumlich und zeitlich stark variable Strömungen mit mehr oder weniger großen zonalen Komponenten. Nahe der Küste finden sich nahezu ortsfeste Wirbelstrukturen, die mit den Auftriebsgebieten gekoppelt sind. Die Strukturen der Auftriebsgebiete selbst sind aber im wesentlichen auf den Kontinentalrand beschränkt. Ein Einfluß auf das allgemeine Rezirkulationsregime, der über lokale Vorgänge an der Flanke des Kanarenstroms hinausgeht, ist nicht bekannt.

Im gesamten Kanarenbecken gibt es unterhalb der Deckschicht eine Wassermasse, die durch eine nahezu lineare T/S-Beziehung gekennzeichnet ist. Das ursprünglich von SVERDRUP et al. (1942) beschriebene Nordatlantische Zentralwasser (NACW), das diese Wassermassencharakteristik bestimmt, wird durch Winterkonvektion nördlich von 43°N gebildet (McCARTNEY und TALLEY, 1982). Etwa auf der Breite von Cap Blanc bei 20°N findet ein sprunghafter Übergang von dem warmen, salzreichen NACW zu dem kälteren, salzärmeren Südatlantischen Zentralwasser (SACW) statt. Die thermohaline Frontalzone markiert die südliche Flanke des auf dieser Breite westwärts schwenkenden Kanarenstroms und ist zugleich die Grenze für die Ausbreitung der ventilierten Nordatlantischen Zentralwassermasse (SARMIENTO et al., 1982).

Nach MITTELSTAEDT (1983) ist in die Divergenzzone des von der Küste westwärts schwenkenden Kanarenstroms vor Cap Blanc eine zyklonale Zirkulationszelle mit einem engbegrenzten, polwärts setzenden Gegenstrom eingelagert, der das SACW über 20°N hinweg nordwärts führt und auch für eine Aufspaltung des südwärts strömenden Wassers des Kanarenstroms verantwortlich ist (Abb. 4). Der wesentliche Anteil des Kanarenstrom-Wassers strömt danach bei Cap Blanc seewärts, ein kleinerer Teil wird entlang der Küste weiter nach

Süden transportiert. Aus den Ergebnissen der Auftriebsexpeditionen weiß man, daß der polwärtige Gegenstrom mit einer Breite von etwa 60 km über einem ebenfalls polwärts gerichteten Unterstrom liegt, der allmählich absinkt und entlang der Schelfkante in Tiefen zwischen 600 und 1000 m bis zu den Kanarischen Inseln zu verfolgen ist. Das nordwärts transportierte SACW verliert dabei durch Vermischung schnell seine spezifische Charakteristik (SHAFFER, 1976).

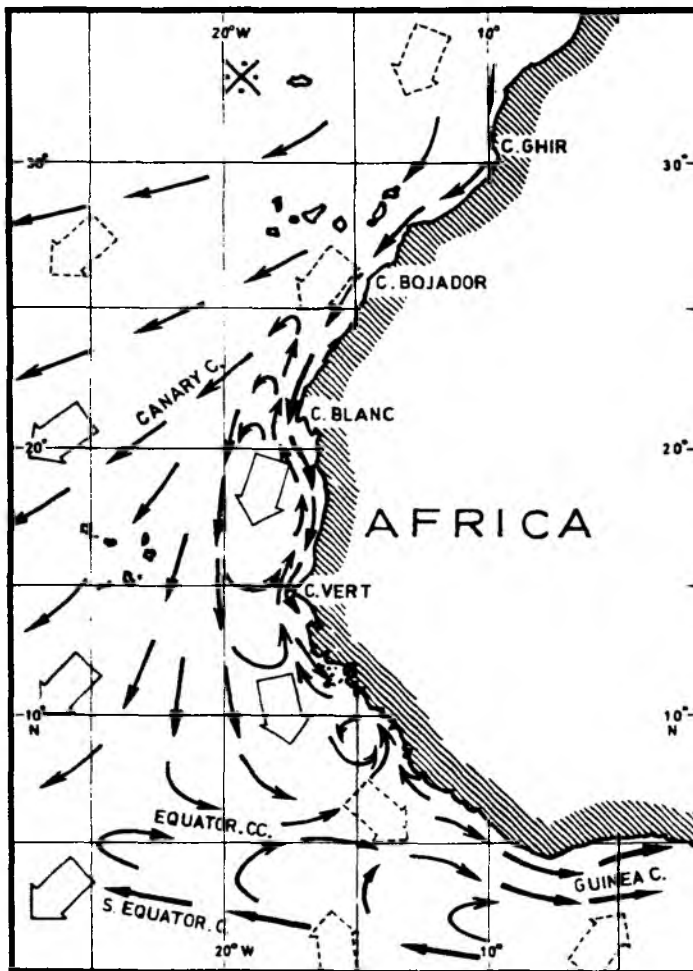


Abb. 4: Zirkulationsschema der Oberflächenströmungen im Winter (nach MITTELSTAEDT, 1983).

3.2 Quasisynoptische Betrachtung der Gesamtregion

Die folgenden Untersuchungen beziehen sich auf die Auswertung der "Meteor"-Fahrt 69 im Oktober und November 1983. Auf der Basis des gesamten Datensatzes der CTD- und XBT-Daten und der Oberflächendaten werden zunächst die Strukturen der ozeanographischen Parameter in der Gesamtregion untersucht. Mit Hilfe der objektiven Analyse werden Karten der Horizontalverteilung der Temperatur, des Salzgehaltes und der Dichte Sigma-t erstellt, um die Lage der Azorenfront südlich der Azoren zu lokalisieren und den Verlauf der Zirkulation zu beschreiben. Neben den Oberflächenverteilungen werden die Verteilungen auf vier weiteren Tiefenniveaus (50, 150, 250, 500 m) analysiert.

Den Abschluß der Betrachtungen dieses Kapitels bildet die Darstellung der dynamischen Topographie (50/450 dbar) in der Region. Ein relativ flaches Bezugsniveau von 450 dbar wurde gewählt, da in der nordöstlichen Hälfte des Gebietes in Tiefen > 450 m Mittelmeerwassereinschübe vorkommen, die aufgrund der großen Variabilität der TS-Beziehung keine gesicherte Salzgehaltszuordnung für die XBT-Daten zulassen (EMERY und DEWAR, 1982; SIEDLER und STRAMMA, 1983). Das Auftreten des Mittelmeerwassers (MMW) auf diesem Tiefenhorizont wurde auch in früheren Arbeiten beobachtet (ZENK, 1970). Die Ausbreitung des MMW erfolgt nach Verlassen der Straße von Gibraltar auf Isopyknenflächen. Da sich der subtropische Gyre infolge der an der Oberfläche konvergierenden Ekmantransporte im zentralen Kanarenbecken allgemein vertieft, sinkt das MMW bei seiner Ausbreitung nach Süden ebenfalls ab. Das MMW ist gekennzeichnet durch ein Maximum im Salzgehalt mit Salzgehalten > 35.8 und findet sich in weiten Bereichen des Kanarenbeckens im Niveau zwischen 800 und 1200 m unterhalb des Zentralwassers der Warmwassersphäre (KÄSE et al., 1986).

3.2.1 Verteilung der Oberflächenparameter

Die Isoliniendarstellungen in den Horizontalkarten der Abb. 5 (a-c) beruhen auf den Daten des Oberflächenthermosalinographen an Bord von "Meteor". Die ursprüngliche Datenerfassung erfolgte in 5-Minuten-Intervallen. Berücksichtigt wurden die Einzelwerte nur während der Dampfzeit des Schiffs, während die Daten zu Stationszeiten auf festen Positionen zu einem Wert zusammengefaßt wurden. Zur Datenreduzierung wurden schließlich 2h-Mittel gebildet, was einen mittleren Datenabstand von etwa 25 km ergab.

In der Temperaturverteilung an der Oberfläche (Abb. 5a) erscheinen Strukturen, die drei Bereiche kennzeichnen. Die hohen Temperaturen im Kernbereich liegen bei 23.6°C und markieren den Zentralbereich des subtropischen Gyres im Ostatlantik. Diese Region liegt im Zentrum des Subtropenhochs, in dem bei allgemein geringer Wolkenbedeckung während des Sommers das Maximum der solaren Einstrahlung erfolgt. Einschübe mit niedrigerer Temperatur geben Hinweise auf einen Transport kälteren Wassers von Norden, wobei sich südlich des kalten Bereichs bei Temperaturen $< 21.5^{\circ}\text{C}$ eine Wirbelzelle andeutet. Südlich der Azoren findet sich ein Bereich eng liegender, zonal orientierter Isothermen, die mit dem Bereich des Azorenstroms zusammenfallen. Südlich der Kanaren richten sich die Isothermen nahezu küstenparallel mit zur Küste hin abnehmenden Temperaturen aus. Vor der Küste Nordafrikas werden bei 23°N Temperaturen $< 21^{\circ}\text{C}$ beobachtet, offenbar als Folge des Auftriebs kälteren Wassers. Eine ebensolche Abnahme zu niedrigeren Temperaturen findet sich vor der Küste Portugals. Die mittlere Oberflächentemperatur in der Gesamtregion ist mit 22.2°C (vergl. Tabelle 3) relativ hoch und kennzeichnet eine für den Herbstanfang typische Situation, in der auch im Nordteil der Region überall die spätsommerliche Deckschicht ausgebildet ist.

Die nördliche Begrenzung der Front, die mit dem Hauptzweig des subtropischen Gyres verknüpft ist, markiert das Übergangsgebiet zwischen einer ganzjährigen tiefreichenden Deckschicht in den zentralen Subtropen und einer flachen, nur im Sommer bestehenden Deckschicht im Norden. Die sommerliche Sprungschicht wird während des Herbstes aufgelöst, und es erfolgt

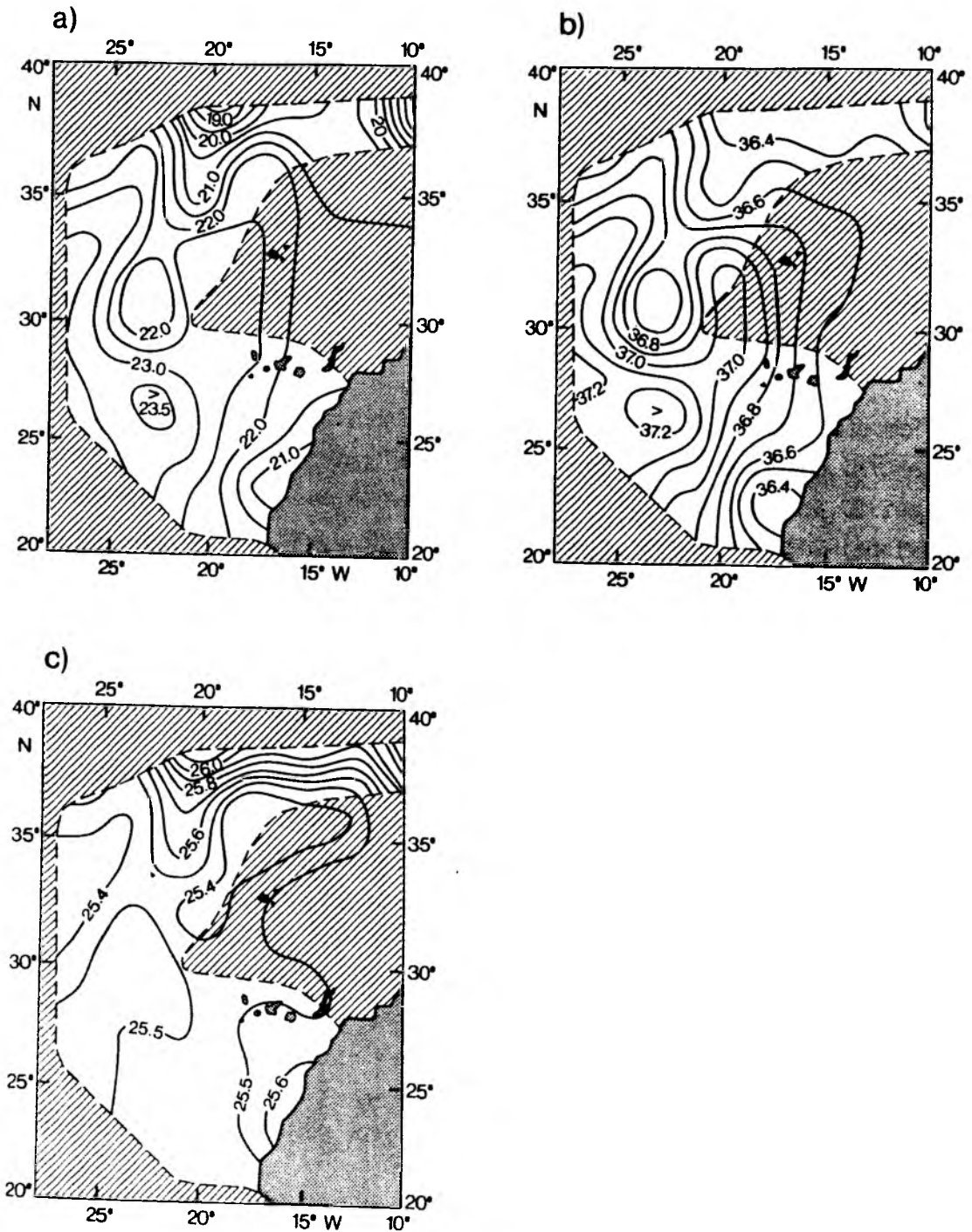


Abb. 5a-c: Verteilung der Oberflächenparameter nach der objektiven Analyse
(a) T , (b) S , (c) σ_T .

eine tiefreichende winterliche Vertikalkonvektion. Im Bereich nördlich von 43°N, wo die maximale Winterkonvektionstiefe bis über 500 m reicht (ROBINSON et al., 1979), wird während des Winters das subpolare Mode-Wasser gebildet (McCARTNEY und TALLEY, 1982), das wesentlich zur Erneuerung der Zentralwassermassen beiträgt. Dieser Prozeß der Wassermassenerneuerung ist als Ventilation bekannt (LUYTEN, PEDLOSKY und STOMMEL, 1983). Die enge Bündelung der Isothermen östlich der Azoren deutet auf die beginnende Verlagerung der 'outcrop'-Region des subtropischen Gyres nach Süden hin. Die 18°-Isotherme liegt während des Winters im zentralen Kanarenbecken (SARMIENTO et al., 1982), wo bei Oberflächentemperaturen um 18°C durch lokale Winterkonvektion subtropisches Mode-Wasser (WARREN, 1972; McCARTNEY, 1982) gebildet wird, das durch einen geringen vertikalen Temperaturgradienten, ähnlich dem 18°-Thermostad-Wasser der Sargassosee, auffällt. Für diesen Wassertyp wird von SIEDLER et al. (1987) der Begriff 'Madeira Mode Water' eingeführt.

Die Verteilung des Oberflächensalzgehaltes (Abb. 5b) entspricht der Verteilung der Temperatur und spiegelt im wesentlichen dieselben Vorgänge wider. Der Kernbereich des subtropischen Gyres weist hohe Salzgehalte von > 37.2 auf. Dieses Wasser mit ebenfalls hohen Temperaturen stellt das salzreichste Wasser im Nordatlantik dar und hat die Bezeichnung subtropisches Oberflächenwasser (WORTHINGTON, 1976). Im Kernbereich der Auftriebszirkulation finden sich geringere Salzgehalte von < 36.4. Das Auftriebswasser kommt aus Tiefen um 200 m und wird nördlich von 22° im wesentlichen von der Charakteristik des NACW bestimmt (TOMCZAK, 1973; TOMCZAK und HUGHES, 1980).

Die Oberflächenverteilungen unterliegen lokalen Einflüssen und sind kein eindeutiges Bild der großräumigen Strömungsstruktur. Dies wird besonders in Abb. 5c deutlich. Die Dichteunterschiede sind in weiten Bereichen verschwindend gering. Im gesamten Zentralbereich liegt die Dichte an der Oberfläche bei 25.5. Dynamisch relevante Dichtegradienten sind nicht erkennbar. Es ist bezeichnend, daß in der Südhälfte des Gebietes die einzige deutliche Dichteänderung beim etwas schwereren Auftriebswasser vor der Küste Afrikas gefunden wird. Die dichte Bündelung der Isolinien in der Nordhälfte des Gebietes stellt die 'outcrop'-Gebiete der nach Norden zur Oberfläche reichenden Isopyknenflächen dar.

3.2.2 Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen in 50, 150, 250 und 500 m Tiefe

Die Isolinienabstände in den folgenden Einzelbildern korrespondieren mit denen der Oberflächendarstellung, so daß Vergleiche der Abbildungen untereinander direkt möglich sind. Lediglich für das 500 m Tiefenniveau mußten wegen kleinerer Gradienten die Isolinienabstände verringert werden. Die Temperaturverteilung in der Tiefe von 50 m (Abb. 6a) ist der Oberflächenverteilung ausgesprochen ähnlich. Dies legt die Vermutung nahe, daß sich in ihr noch die Verhältnisse der durchmischten Deckschicht widerspiegeln. In der Tat erreicht zumindest in den zentralen Subtropen die homogene Deckschicht größere Tiefen als 50 m. Eine Drängung der Isothermen mit weitgehend zonaler Orientierung findet sich erst nördlich von 35°N mit einer Konzentration des Gradienten im Bereich des Azorenstroms.

Die Verteilungen der Isothermen auf den tieferen Niveaus (Abb. 6b-d) weisen zu den in 50 m Tiefe beobachteten Strukturen deutliche Unterschiede auf; sie geben offenbar ein angenähertes Bild der Gyre-Zirkulation. Klar erkennbar wird zunächst in 150 m Tiefe (Abb. 6b) der Frontalbereich des Azorenstroms, der jedoch gegenüber der in 50 m Tiefe beobachteten Frontalstruktur südlicher liegt und einen etwas höheren Gradienten aufweist. Die Beobachtung, daß der oberflächennahe Gradientbereich nicht mit dem Frontalbereich in tieferen Schichten zusammenfällt, wird auch bei STRAMMA (1984) angegeben. Auf der Basis von engabständigen CTD-Messungen in der Region zwischen 19° und 24°W und von 32° bis 36°N südöstlich der Azoren beschreiben KÄSE et al. (1986) den Azorenstrom als enggebündeltes Stromband, dessen Frontalzone auf einen Durchmesser von kaum mehr als 60 km beschränkt ist. Diese Zone findet sich bis zu Tiefen von etwa 800 m; an der Oberfläche werden Stromgeschwindigkeiten von 25 cm s^{-1} erreicht. Der an anderer Stelle beschriebene Temperatursprung von 2°C über den Bereich der Front (KÄSE et al., 1986; OLBERS et al., 1985) wird hier auch beobachtet. Ähnlich den Analysen auf der Basis mittlerer Daten (STRAMMA, 1984) erscheint auch hier der Frontalbereich sehr breit, was eine Folge der Interpolation mit der objektiven Analyse bei einer Kovarianzskala von 250 km ist.

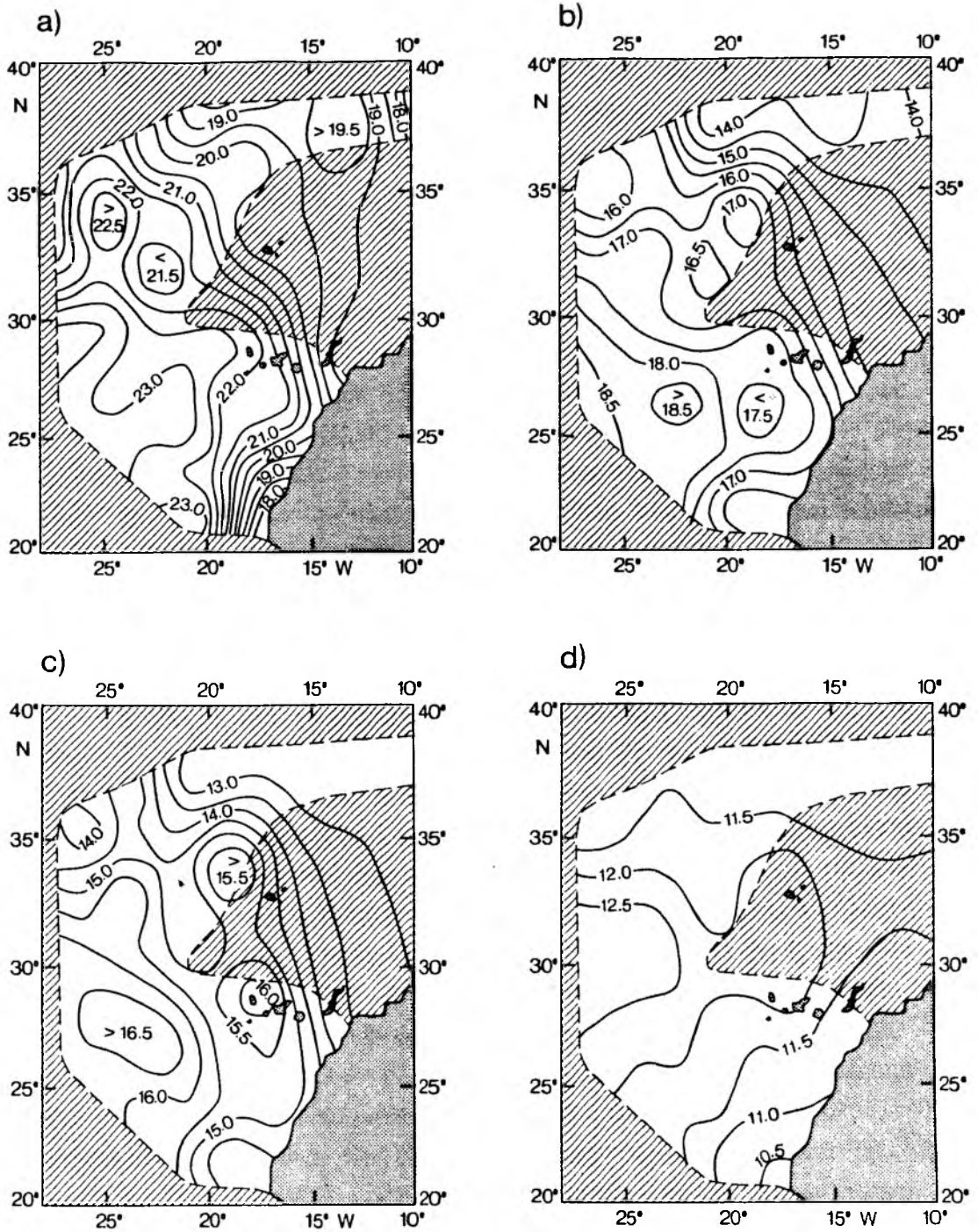


Abb. 6a-d: Temperaturen in 50 m (a), 150 m (b), 250 m (c) und 500 m (d) Tiefe.

Nach OLBERS et al. (1985) ist der Temperatursprung in 150 m Tiefe im Süden durch die 18°-Isotherme, im Norden durch die 16°-Isotherme markiert. Diese Werte werden auch von GOULD (1985) für die Abgrenzung einer ähnlichen Struktur südwestlich der Azoren angegeben. In dem hier analysierten Fall liegen die begrenzenden Temperaturen mit 17.5 bzw. 15.5°C etwas unterhalb der zitierten Werte.

Die Ursachen für die Bildung der Frontalzone des Azorenstroms sind nach SIEDLER et al. (1985) darin zu sehen, daß in der betrachteten Region die dazu erforderliche Balance zwischen den Advektionstermen der Temperatur bzw. des Salzgehaltes mit den Gradienten der Wärme- bzw. Salzflußdivergenz besteht, eine Bedingung, die nach RODEN (1972) eine wesentliche Voraussetzung für die Existenz quasistationärer Fronten darstellt. Begünstigt ist diese Bedingung durch ein gleichfalls bestehendes Maximum in der Rotation der Windschubspannung. Dagegen führt GOULD (1985) den blockierenden Effekt des Azoren-Plateaus als topographischen Einfluß bei der Entstehung der Azorenfront an.

Die Front ist nach den Beobachtungen von SIEDLER et al. (1985) eine permanente Erscheinung im Kanarenbecken; es gibt aber jahreszeitliche Variationen. Der gesamte Datensatz der in dem Gebiet vorliegenden XBT-Daten wird bei SIEDLER et al. (1985) saisonal aufgespalten, und es werden nach der Zuordnung eines mittleren Salzgehaltes aus den von EMERY und DEWAR (1982) gegebenen TS-Relationen für die einzelnen Jahreszeiten die Anomalien des Geopotentials berechnet. Die Front erscheint dabei im Frühjahr am stärksten ausgebildet, ist aber zu allen Jahreszeiten zu erkennen. Zusätzlich ist eine Aufspaltung des Azorenstromes bei etwa 23° bis 19°W angedeutet, die auch in den vorliegenden Daten gefunden wird. Darüber hinaus wird von GOULD (1985) ein maskierender Effekt der thermischen Sprungschicht während der Sommermonate angegeben, was in Einklang mit den in dieser Arbeit beschriebenen Verhältnissen steht.

Die Azorenfront zeigt im Kanarenbecken wellenförmige Verlagerungen, die in der Tiefe von 150 m durch den mäandrierenden Verlauf der 17°-Isotherme gekennzeichnet sind. Eine weit nach Süden gerichtete Ausbuchtung wird etwa bei 32°N 22°W beobachtet. Der in 50 m Tiefe vor der portugiesischen Küste vorgefundene Gradientbereich mit zur Küste hin abnehmenden Temperaturen wird auf dem Tiefenhorizont von 150 m nicht beobachtet und tritt auch in den tieferen Schichten nicht mehr in Erscheinung. Der mit dem Portugalstrom verbundene thermische Gradient ist also nur auf den oberflächennahen Bereich beschränkt. Einen Einfluß des kälteren Auftriebswassers bei 22°N findet man in der Tiefe von 150 m nicht, was darauf beruht, daß das Auftriebswasser etwa aus dieser Tiefe kommt. Anders als in 50 m Tiefe sind die Isothermen bei 24°N zonal orientiert. Hier deutet sich der Einfluß der weiter südlich liegenden Zentralwassermassengrenze an, die NACW vom kälteren, salzreicheren SACW trennt.

Eine gemeinsame Betrachtung der verschiedenen Tiefenniveaus wird mit Hilfe der nachfolgenden Abbildung 7 (a-c) versucht. In dieser Darstellung werden Meridionalschnitte der Temperatur gezeigt, die aus den interpolierten Daten der objektiven Analyse entlang 26°W, 24°W und 22°W konstruiert wurden. Zu erkennen ist zunächst die sich nach Süden hin vertiefende Deckschicht (Abb. 7a), die Sprungschicht liegt deutlich unter 50 m. Oberhalb der Sprungschicht findet man den oberflächennahen Bereich der Azorenfront nördlich von 31°N, der nicht mit den frontalen Strukturen zusammenfällt, die in größeren Tiefen erscheinen. Deutlicher wird die Frontstruktur erst unterhalb der Sprungschicht, wobei mit zunehmender Tiefe die nordwärtige Verlagerung der geneigten Isothermenteile zu erkennen ist. Südlich der Azorenfront ist oberhalb von 200 m zwischen der 18°- und 19°C-Isotherme ein Bereich geringer vertikaler Gradienten zu erkennen. Dieser "Thermostad" ist charakteristisch für das bereits erwähnte Madeira Mode Water (SIEDLER et al., 1987), das als Rest lokaler Winterkonvektion häufig unterhalb der Deckschicht und oberhalb von 200 m südlich der Azorenfront angetroffen wird (KÄSE et al., 1986).

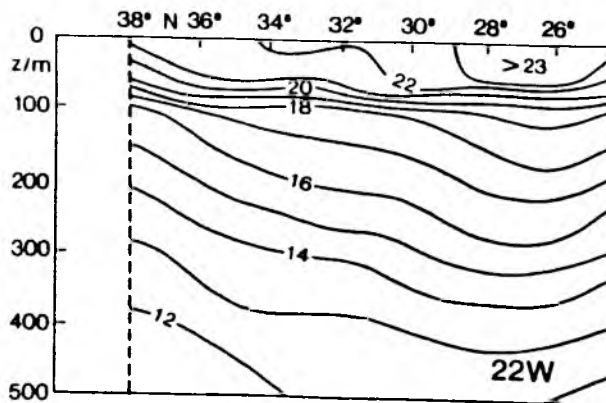
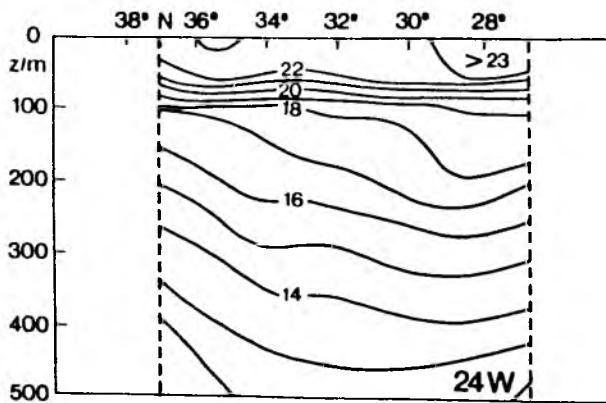
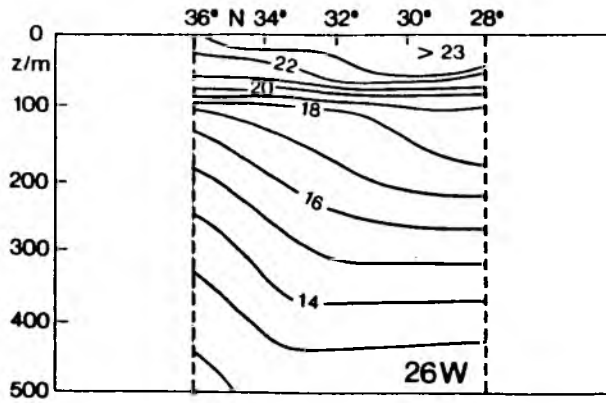


Abb. 7: Vertikale Verteilung der Temperatur entlang von Meridionalschnitten.

Die Horizontalverteilungen des Salzgehalts (Abb. 8a-d) sind gleichförmiger als die der Temperatur. Das beruht zum einen darauf, daß der Salzgehalt weniger jahreszeitlichen Schwankungen unterliegt als die Temperatur oder die Dichte. Zum anderen ist es eine Folge der Interpolation einer kleineren Zahl von Meßwerten.

3.2.3 Dynamische Topographie

Das Geopotentialfeld in Abb. 9 zeigt angenähert die vertikal gemittelte Zirkulation im zentralen Kanarenbecken. Wegen des Auftretens von Mittelmeerwasser vor der portugiesischen Küste oberhalb von 500 dbar wurde die Integration auf 450 dbar bezogen. Als obere Grenze wurde 50 dbar gewählt. Die Strömungen im Kanarenbecken werden allgemein als nicht tiefreichend beschrieben (KÄSE et al., 1986), die Gradienten der baroklinen geostrophischen Strömung sind also im oberflächennahen Bereich besonders groß. Es kann daher erwartet werden, daß die relative Topographie bezüglich 450 dbar eine gute Näherung für das geostrophische Strömungsfeld darstellt.

In der Nordregion findet man den überwiegend zonalen Verlauf der Isolinien, die den Azorenstrom kennzeichnen. Deutlich sind Mäander des Azorenstroms zu erkennen. Die Skala entspricht in der Größenordnung der von KÄSE et al. (1985) angegebenen Skala, die von ihm als eine Folge einer nach Westen wandernden Rossby-Welle mit 600 km Wellenlänge interpretiert wurde. Ein Vergleich mit der von STRAMMA (1984) durchgeführten Analyse von mittleren historischen Daten mit den Darstellungen dieser Arbeit zeigt Übereinstimmungen in den Zirkulationsstrukturen. Bei STRAMMA (1984) gibt es eine Aufspaltung des Azorenstroms in drei Anteile. Ein geringer Teil der Wassermassen des Azorenstroms, der im Rahmen dieser Arbeit wegen der räumlichen Begrenzung des vorgegebenen Gebietes nicht aufgelöst wird, rezirkuliert bereits westlich von 33°W. Eine weitere Aufspaltung findet südlich der Azoren statt. Ein Anteil gelangt westlich der Kanarischen Inseln nach Süden. Er ist auch im vorliegenden Bild zu erkennen. Der dritte Zweig schwenkt erst östlich von Madeira nach Süden und führt durch das Archipel der Kanarischen Inseln hindurch.

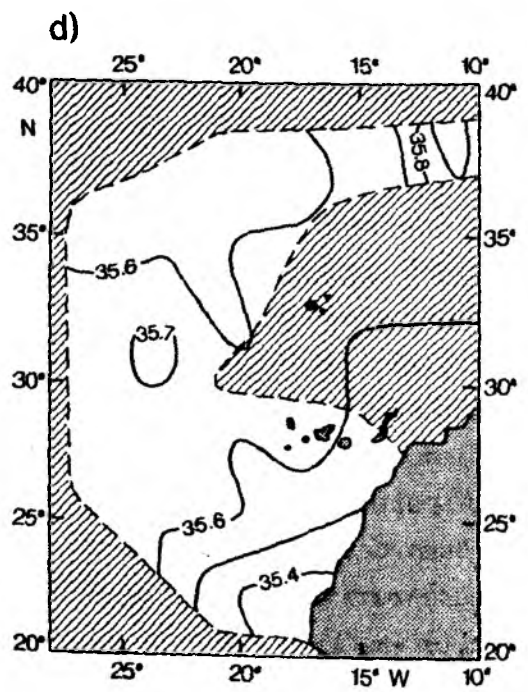
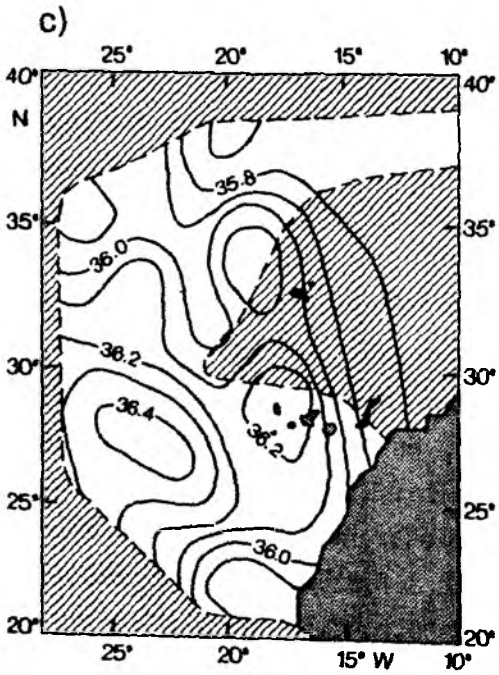
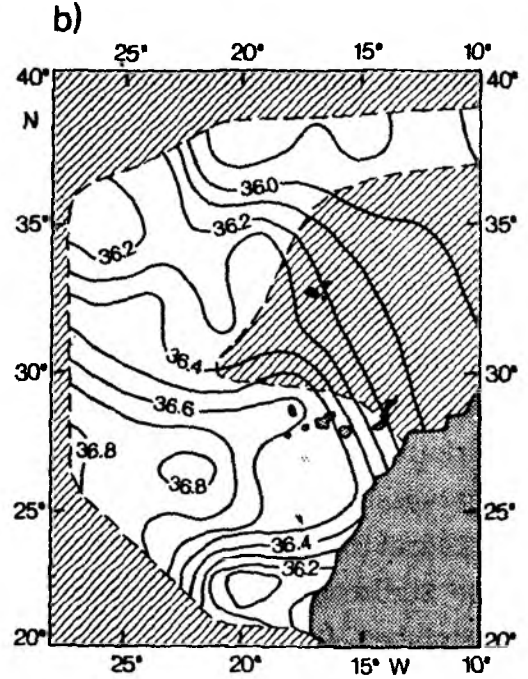
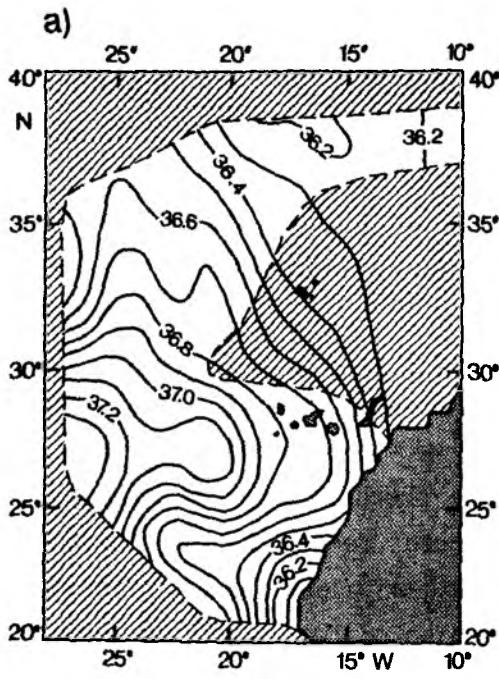


Abb. 8a-d: Verteilung des Salzgehalts in 50 m (a), 150 m (b), 250 m (c) und 500 m (d) Tiefe.

Die Ergebnisse der bisher vorgelegten Horizontalverteilungen können in folgender Weise zusammengefaßt werden. Die Wassermassenfront im Bereich des Azorenstroms ist auf den betrachteten Niveaus in diesem quasi-synoptischen Datensatz klar erkennbar. Starke Mäander oder Wirbel in der Frontalzone führen in gemittelten Datensätzen dagegen zu kleineren Gradienten. Etwa nördlich von Madeira beginnt der Übergang zu meridional ausgerichteten Isolinien, wobei die vorliegende Datenverteilung nicht ausreicht, um das im Süden anschließende Gebiet bis zu den Kanaren zu untersuchen. Südlich der Kanarischen Inseln finden sich zonale Gradienten als Hinweis auf den Kanarenstrom. Westlich der Kanarischen Inseln ist der zonale Gradient vergleichsweise gering. Mit wachsender Tiefe sind die Isolinien im Süden zunehmend in südwestlicher Richtung orientiert. Es besteht eine weitgehende Korrespondenz mit den Karten des geostrophischen Transportfeldes, wie es von STRAMMA (1984) auf der Basis mittlerer Daten berechnet wurde (vergl. Abb. 3). Eine Aufspaltung des Azorenstroms direkt südlich der Azoren in einen westlich von Madeira nach Süden geführten Anteil und einen zweiten Teil, der erst östlich von Madeira rezirkulieren kann, ist in den vorliegenden Analysen ähnlich zu den von STRAMMA (1984) vorgestellten Ergebnissen erkennbar.

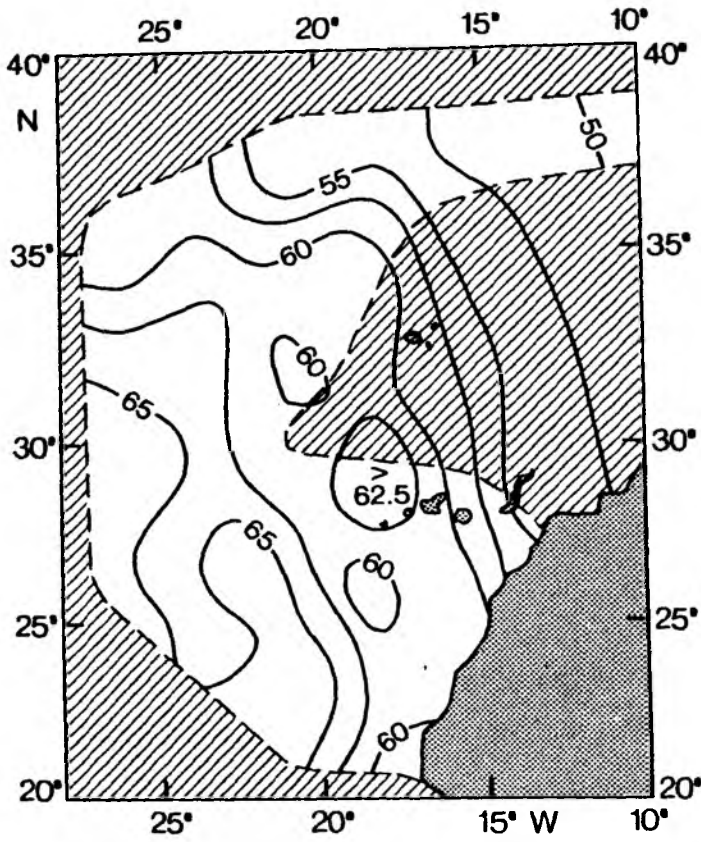


Abb. 9: Dynamische Topographie 50/450 dbar in $10^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$

Tabelle 4: Mittelwerte $\overline{\Delta D}$ und Standardabweichung $\Delta(\Delta D)$ der Anomalie des Geopotentials und Interpolationsfehlergrenzen $d(\Delta D)$ der Objektive-Analyse-Karten

p/dbar	$\overline{\Delta D}/\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$	$\Delta(\Delta D)$	$d(\Delta D)$
50/450	6.0	0.5	0.1

3.3 Zirkulation im Bereich des Kanarenstroms

Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt in einer näheren Betrachtung der Zirkulation im Südteil des Kanarenbeckens. Dieses Gebiet tritt in den Analysen mittlerer Datenfelder (STRAMMA, 1984; OLBERS et al., 1985) nur als Randgebiet in Erscheinung, und wichtige Details der Struktur werden nicht aufgelöst. Die Lage der Kanarischen Inseln im Ostteil des Gyre im Nordatlantik läßt topographische Einflüsse auf die Strömungsstrukturen erwarten. Nach den Resultaten früherer Arbeiten müssen die von Norden in Richtung auf die Kanarischen Inseln verfrachteten Wassermassen ihren Weg durch die eng begrenzten Querschnitte zwischen den Inseln suchen, was hohe Geschwindigkeiten zur Folge haben wird. Als Folge der topographischen Beeinflussung ist die Entwicklung von Leewirbeln und die Bildung engbegrenzter lokaler Auftriebszentren südlich der Inseln zu erwarten. Modellrechnungen zur Umströmung einfach gestalteter Hindernisse in strömenden Flüssigkeiten zeigen außerdem, daß auf der der Strömung abgewandten Seite ein turbulentes 'Totwassergebiet' entstehen kann (HOGG, 1980).

3.3.1 Temperatur und Salzgehaltsverteilungen in 50, 200, 400 und 600 m Tiefe südlich der Kanarischen Inseln

In Analogie zum Kapitel 3.2 werden zunächst die Parameterverteilungen der Temperatur und des Salzgehalts auf verschiedenen Tiefenniveaus beschrieben. Eine Bilanz der verfrachteten Wassermassen bzw. eine Analyse der Volumentransporte wird dann in Kapitel 3.4 gegeben. Die nachfolgende Tabelle 5 enthält Angaben zur objektiven Analyse der Daten.

Tabelle 5: Mittelwerte ($\bar{T}, \bar{S}, \bar{\sigma}_T, \bar{\Delta D}$) und Standardabweichungen ($\Delta T, \Delta S, \Delta \sigma_T, \Delta(\Delta D)$) der analysierten Datenfelder und Interpolationsfehlergrenzen ($dT, dS, d\sigma_T, d(\Delta D)$) der Objektive-Analyse-Karten (südliche Region)

$T/^{\circ}\text{C}$	z/m	\bar{T}	ΔT	dT
	50	21.9	1.5	0.4
	200	16.7	1.0	0.3
	400	13.0	0.6	0.2
	600	10.7	0.7	0.2
S/psu	z/m	\bar{S}	ΔS	dS
	50	36.8	0.3	0.06
	200	36.4	0.3	0.06
	400	35.8	0.1	0.03
	600	35.5	0.1	0.05
σ_T	z/m	$\bar{\sigma}_T$	$\Delta \sigma_T$	$d\sigma_T$
	50	25.63	0.24	0.05
	200	26.67	0.06	0.02
	400	26.99	0.05	0.02
	600	27.20	0.04	0.01
$\Delta D/\text{m}^2\text{s}^{-2}$	z/m	$\bar{\Delta D}$	$\Delta(\Delta D)$	$d(\Delta D)$
	50	13.4	0.4	0.1
	200	10.9	0.3	0.08
	400	6.1	0.2	0.05
	600	4.3	0.2	0.05

In der Temperaturverteilung in 50 m Tiefe (Abb. 10a) sind zwei Erscheinungen zu erwähnen. Zu finden sind ausgeprägte zonale Gradienten vor dem bei Cap Blanc auf 22°N liegenden Auftriebszentrum mit Temperaturen $< 18^{\circ}\text{C}$ im Kernbereich. Außerdem erkennt man südlich der Kanaren ein Auseinanderlaufen der Isolinien.

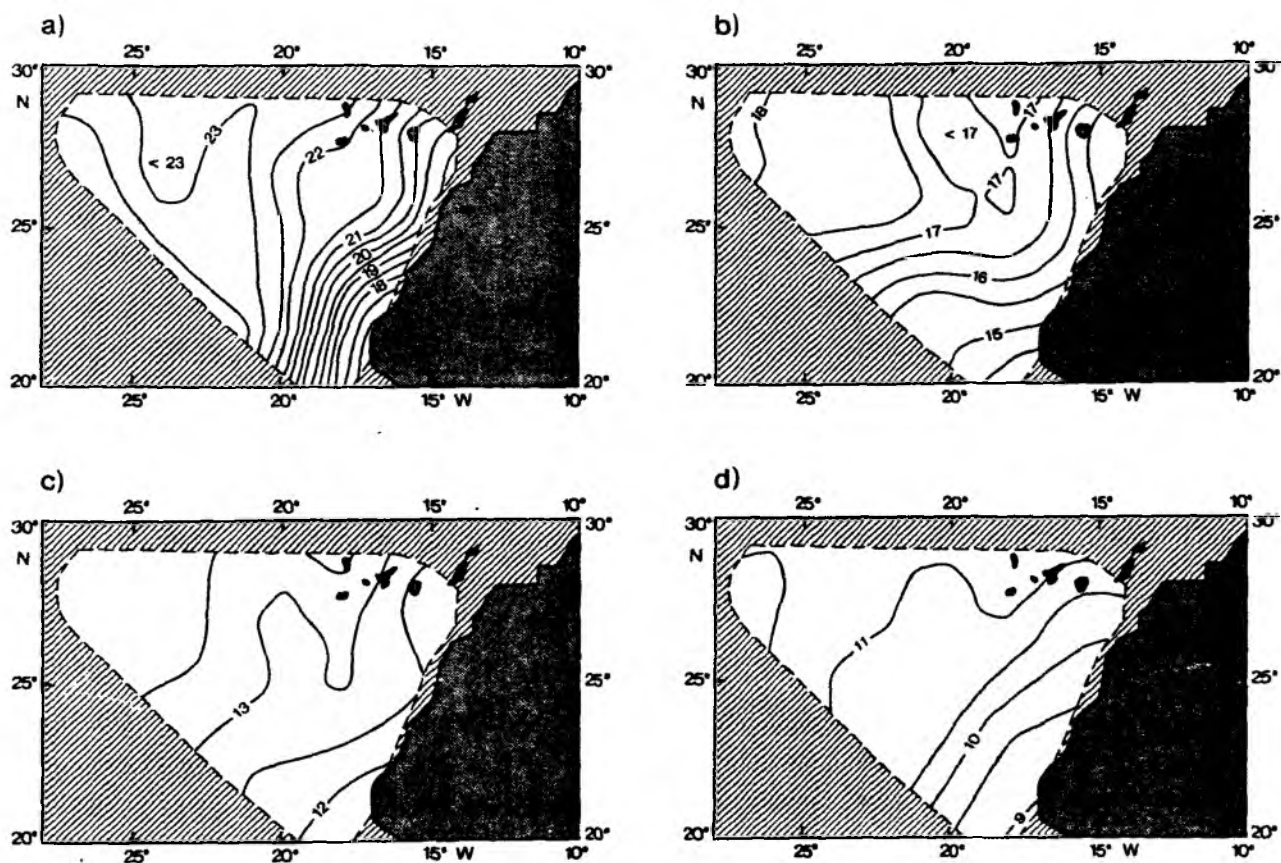


Abb. 10a-d: Temperaturverteilung in 50 m (a), 200 m (b), 400 m (c) und 600 m (d) Tiefe im südlichen Beobachtungsgebiet.

Die Verteilung der Isothermen in 200 m Tiefe (Abb. 10b) zeigt eine stärkere Krümmung der küstennahen Isothermen. Sie sind südlich der Kanaren auf die Küste zu orientiert und im Süden im wesentlichen zonal ausgerichtet. Die zonale Orientierung südlich von 24°N weist auf die Lage der Wassermassengrenze zwischen den beiden Zentralwassermassen hin. Westlich von 22°W auf der Breite der Kanarischen Inseln deutet sich in der Isothermenverteilung der Zweig des Azorenstroms an, der westlich von Madeira rezirkuliert. Die entsprechenden Salzgehaltsverteilungen (Abb. 11 a-d) haben ein ähnliches Verhalten, jedoch zeigt sich in Oberflächennähe ein starker Salzgehaltsgradient im zentralen Kanarenbecken, also im Übergangsbereich zu dem Gebiet im Westen mit besonders hoher Verdunstung.

Die Zentralwassermassengrenze ist eine Barriere für die Ausbreitung des ventilierten Nordatlantischen Zentralwassers nach Süden. Die Lage dieser Grenze fällt nach SIEDLER (1986) mit dem im Ventilationskonzept (LUYTEN, PEDLOSKY und STOMMEL, 1983) definierten Übergang in die Schattenzone zusammen. Die Frage, welche Rolle diapyrnische Vermischungsvorgänge für den Wasser- und Stoffaustausch an der Zentralwassermassengrenze spielen, ist noch wenig geklärt (FRAGA et al., 1985; LLINAS et al., 1985; BARTON, 1985). Die T- und S-Verteilungen in Abb. 10 b-d und 11 b-d deuten auf eine Ausbreitung des Südatlantischen Zentralwassers entlang des Kontinentalschelfs nach Norden hin. Sie sind Anzeichen für den Unterstrom, der SACW unter dem Kanarenstrom nach Norden führt und der noch auf der Höhe der Kanarischen Inseln nachweisbar ist (MOLINA und LAATZEN, 1986). Es wird vermutet, daß er eine Fortsetzung zu einem gleichfalls beobachteten, vor der Iberischen Halbinsel lokalisierten Unterstrom findet (MITTELSTAEDT, 1987). Der Unterstrom ist räumlich auf eine Querschnittsbreite von nicht mehr als 70 km begrenzt. Das deckt sich mit anderen Angaben (SHAFFER, 1975).

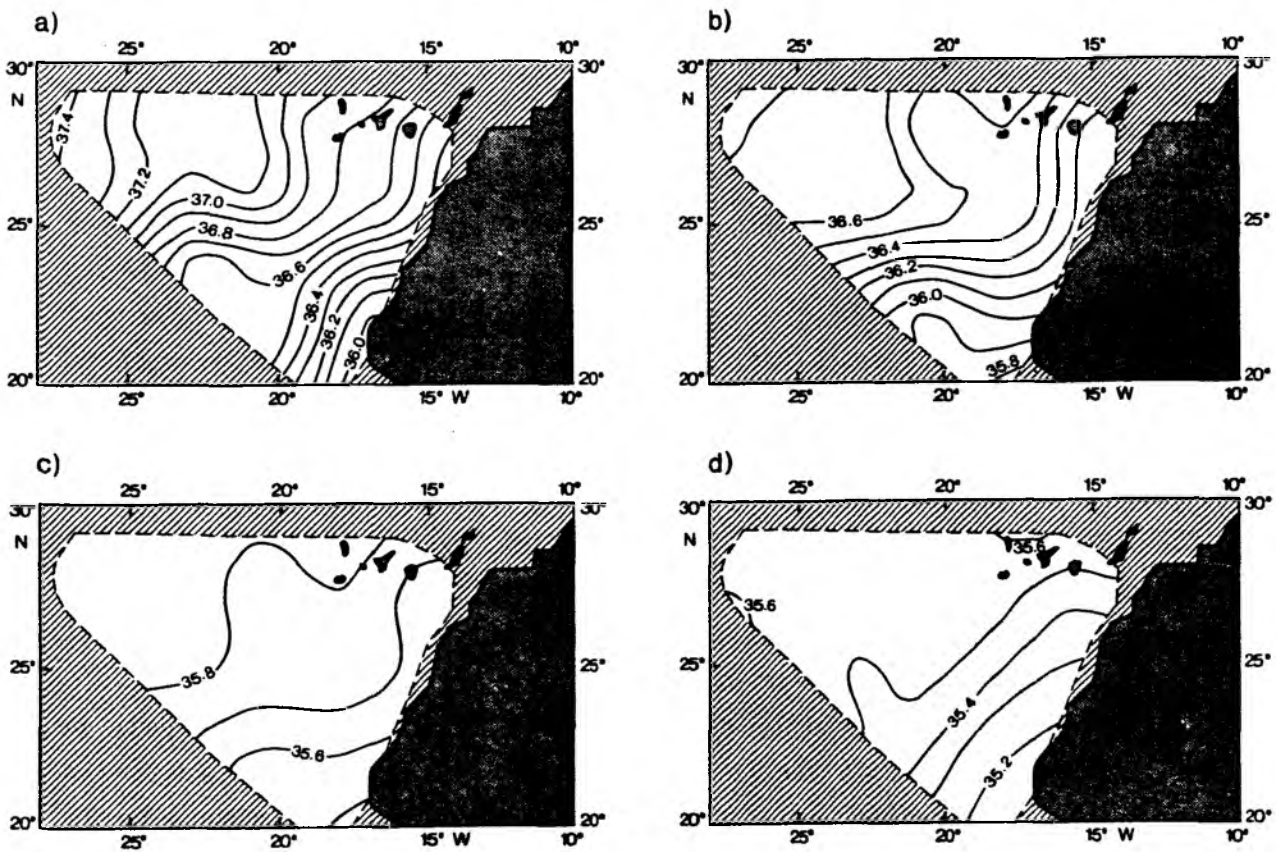


Abb. 11a-d: Verteilung des Salzgehalts in 50 m (a), 200 m (b), 400 m (c) und 600 m (d) Tiefe im südlichen Beobachtungsgebiet.

3.3.2 Sigma-t und Anomalie des Geopotentials auf verschiedenen Tiefenniveaus

Die charakteristische Horizontalstruktur der Zirkulation des Kanarenstroms erscheint in den Darstellungen der Dichte Sigma-t. Die Isolinien der Dichteverteilung auf den Tiefenniveaus 50, 200, 400 und 600 m (Abb. 12 a-d) sind näherungsweise Stromlinien. Die dynamische Topographie dieser Niveaus relativ zu einer tiefliegenden Bezugsfläche von 1500 dbar ist in den Abb. 13 a-d dargestellt. Sie gibt in recht guter Näherung (vgl. SIEDLER und STRAMMA, 1983; STRAMMA, 1984) das geostrophische Strömungsfeld wieder.

Im Dichtefeld der Abb. 12 (a) findet man den Kanarenstrom vor der afrikanischen Küste und ein divergierendes Strömungsfeld unmittelbar südlich der Kanaren. In 200 m Tiefe (Abb. 12b) erkennt man neben dem küstennahen Kanarenstrom, der als die Fortsetzung eines vermutlich östlich von Madeira rezirkulierenden Anteils des Azorenstroms anzusehen ist, einen Strömungszweig, der Wasser bereits westlich von Madeira nach Süden führt. Auch in größerer Tiefe erkennt man eine zyklonale Krümmung des Kanarenstroms südlich der Kanaren und eine antizyklonale Krümmung seiner westwärtigen Flanke.

Die dynamische Topographie in den Abb. 13 a-d zeigt im wesentlichen die gleichen Eigenschaften des Strömungsfeldes. Der westliche und der östliche Zweig der Rezirkulation sind in größeren Tiefen zunehmend räumlich getrennt, wobei sich der westliche Zweig etwas nordwestlich verlagert. Die Gradienten des Geopotentials sind in den oberflächennahen Bereichen am stärksten und nehmen mit der Tiefe ab. Diese Tatsache zeigt, daß das östliche Zirkulationsregime wenig tiefreichend und im wesentlichen auf die oberen 500 m beschränkt ist. Dies steht in Einklang mit den Analysen von (MOLINA und LAATZEN (1986) und mit direkten Geschwindigkeitsmessungen aus Verankerungen (FIUZA und HALPERN, 1982).

Den Hinweis auf eine topographische Führung der küstennahen Strömung enthält Abb. 14. Die Auswertung eines entlang der Küste gelegenen XBT-Schnitts zwischen Dakar und den Kanarischen Inseln aus dem "Ship of Opportunity"-Programm zeigt eine Korrelation der relativ zu 500 dbar berechneten dynamischen Topographie und dem allgemeinen Verlauf des Kontinentalabhangs.

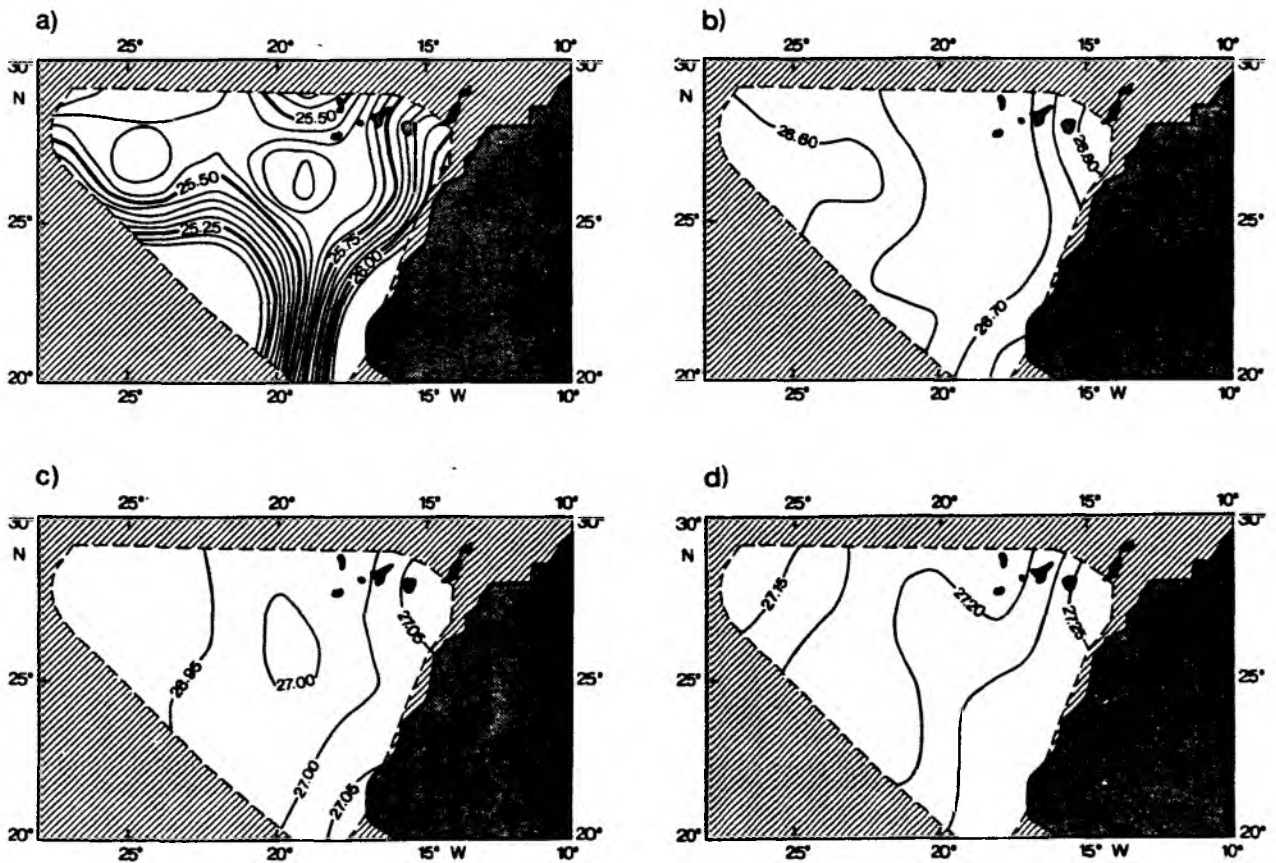


Abb. 12a-d: Verteilung von Sigma-t in 50 m (a), 200 m (b), 400 m (c) und 600 m (d) Tiefe im südlichen Beobachtungsgebiet.

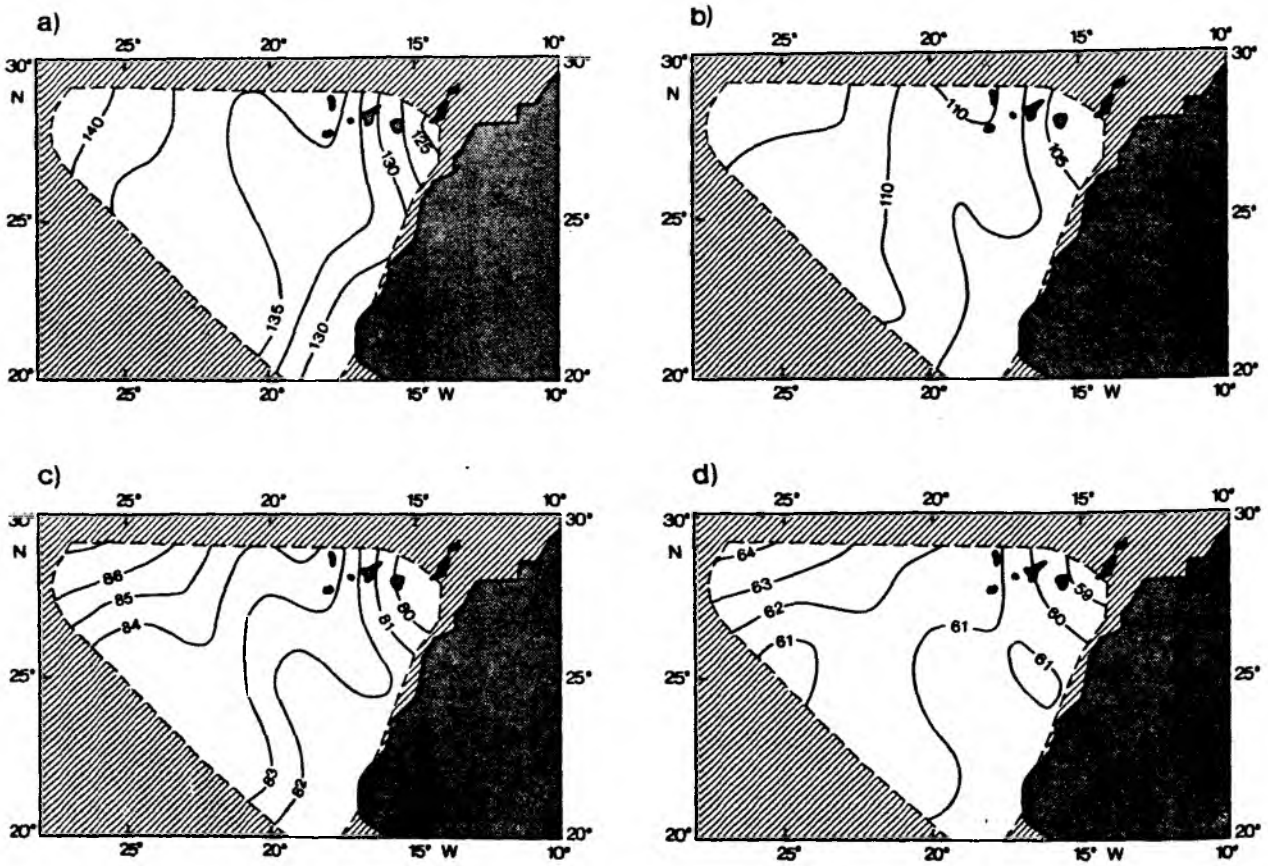


Abb. 13a-d: Dynamische Topographie $\Delta D / 10^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ für (a) 50, (b) 200, (c) 400 und (d) 600/1500 dbar.

Die vorliegenden Analysen legen damit eine horizontale Struktur des östlichen Randstroms im Nordostatlantik nahe, wie sie bisher in der Literatur nicht beschrieben wurde und von anderen östlichen Randstromsystemen nicht berichtet wird (vergl. HICKEY, 1982). Eine Besonderheit des Zirkulationsregimes in diesem Gebiet stellt die Aufspaltung des Kanarenstroms dar, die durch die starke zyklonale Krümmung der Stromlinien nach Passage der Kanarischen Inseln hervorgerufen wird. Es bleibt festzuhalten, daß die großräumige Gyre-Zirkulation durch die Kanarischen Inseln erheblich modifiziert wird.

Eine qualitative Erklärung der beschriebenen Phänomene kann aus dem Prinzip der Erhaltung der potentiellen Vorticity abgeleitet werden. Es gilt:

$$\frac{\xi+f}{D} = \text{const}$$

mit $\xi = \frac{dv}{dx} - \frac{du}{dy} = \text{relative Vorticity},$

$$f = 2 \Omega \sin \phi = \text{Coriolisparameter}.$$

D ist die Äquivalenttiefe, d.h. im geschichteten Ozean die Schichtdicke zwischen zwei Dichteflächen und im homogenen Meer die Wassertiefe H (x,y).

Das Windfeld wird im Kanarenbecken durch das Passatsystem beherrscht. Bei Sverdrupbalance wird der Gewinn an positiver Vorticity gerade durch die Zufuhr negativer Vorticity des Windfeldes kompensiert. Im Bereich der Kanarischen Inseln konzentrieren sich aber beim Durchfließen des zwischen den Inseln verengten Querschnitts die Stromlinien. Das führt zu einer vertikalen Streckung eines Wasservolumens, die Äquivalenttiefe D nimmt zu. Dadurch wird die relative Vorticity größer, als es die einfache Sverdrupbalance erfordert, und man erhält die beobachtete zyklonale Bewegung unmittelbar südlich der Kanaren. Für den küstennahen Bereich des Kanaren-

stroms ist dann der führende Einfluß der Bodentopographie bei der weiteren Ausbreitung nach Süden offensichtlich. Die Konturen f/H (Wassertiefe H) in Abb. 15 zeigen große Ähnlichkeit mit den dynamischen Topographie in Abb. 13.

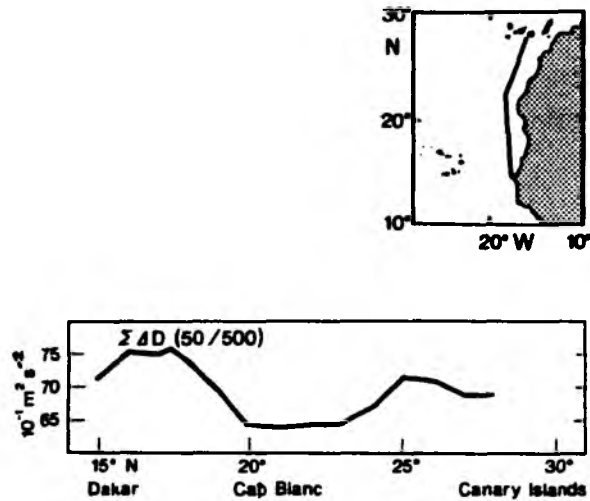


Abb. 14: Dynamische Topographie in $10^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ auf einem Meridionalschnitt von Dakar nach Gran Canaria.

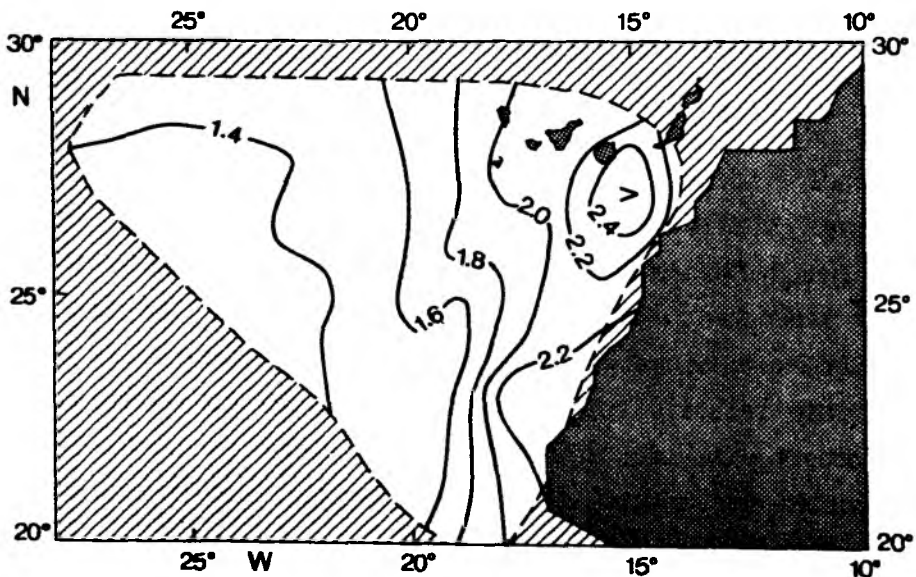


Abb. 15: f/H -Konturen in $10^{-8} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

3.4 Transportbilanz

Im folgenden werden Berechnungen der geostrophischen Volumentransporte, wie sie aus den Daten der "Meteor"-Reise 69 folgen, behandelt. Die wichtigen Anteile sind der östlich gerichtete Azorenstrom, der entlang der portugiesischen Küste nach Süden strömende Portugalstrom sowie der Kanarenstrom, der den Weitertransport der eingeführten Wassermassen nach Süden übernimmt.

Die Rolle des Portugalstroms in der Gesamtbilanz der Volumentransporte im Kanarenbecken ist umstritten. Dem klassischen Bild zufolge erreicht der Südtransport zwischen den Azoren und Portugal etwa $14 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, wovon dem eigentlichen Portugalstrom $4 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ zukommen (DIETRICH et al., 1975). Dies steht im klaren Widerspruch zu neueren Ergebnissen. SAUNDERS (1982) erhält aus der Analyse der IGJ-Daten nur $2.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ für den gesamten Südtransport in diesem Bereich entlang 41.5°N . Dieses Ergebnis steht auch in Einklang mit den Berechnungen von STRAMMA (1984), der für den Südtransport auf 39.5°N aus mittleren Dichteprofilen Transporte kleiner als $3 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ erhält. Der zonale Einstrom ins Kanarenbecken durch den Azorenstrom beträgt nach STRAMMA (1984) $11 (+ 1.5) \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ oberhalb von 1000 m entlang von 35°W . Für den weiter westlich liegenden Frontalbereich gibt GOULD (1985) Transporte von 10 bis $12 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ an.

Zum Vergleich der Ekmantransporte mit den geostrophischen Transporten haben STRAMMA (1984) und STRAMMA und ISEMER (1986) die Ekmantransporte auf Zonal- bzw. Meridionalschnitten im Ostatlantik berechnet. Dabei ergab sich, daß im Bereich des zentralen subtropischen Wirbels der Ekmantransport erheblich kleiner als der geostrophische Transport ist. Dagegen ist im Südteil des Subtropenwirbels mit relativ hohen Ekmantransporten zu rechnen. Diese Aussagen gelten nach STRAMMA und ISEMER (1988) auch hinsichtlich jahreszeitlicher Variationen. Es folgt, daß der Gesamttransport in der Warmwassersphäre des Kanarenbeckens zwischen $10 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ und max. $15 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ liegt. Ein geringer Anteil wird durch die Straße von Gibraltar ins Mittelmeer transportiert, nach STRAMMA (1984) etwa $2 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. DIETRICH et al. (1975) geben $1,75 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ für den Einstrom ins Mittelmeer an.

Die dichte Verteilung der CTD-Daten der "Meteor"-Reise 69 entlang 28°N und südlich der Kanaren erlaubt eine Berechnung der Volumentransporte in diesem Bereich und eine Abschätzung für die beschriebene Aufteilung des Kanarenstroms. Der CTD-Datensatz wird in eine Reihe von geschlossenen Boxen zerlegt, wodurch neben den Transportberechnungen entlang der gegebenen Schnitte auch Querberechnungen möglich sind, die es erlauben, den Transport einzelner Stromzweige zu verfolgen und darüber hinaus eine Kontrolle der Balancen in den einzelnen Boxen ermöglichen. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abb. 16 angegeben. Der Gesamttransport nach Süden über den nördlichen Zonalschnitt beträgt insgesamt $10,2 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ relativ zu 1500 dbar. Mögliche Abweichungen durch Wahl einer anderen Referenzfläche werden in Kap. 3.5 diskutiert. Bei konstanter Referenztiefe und synoptischer Aufnahme muß die Transportbilanz jeweils ausgeglichen sein. Diese Bedingung ist in guter Näherung erfüllt. In Teilbox II erkennt man den dominierenden Einstrom aus dem Kanarenarchipel und den dominierenden Ausstrom in Richtung auf die afrikanische Küste. Dieser Wasserverlust aus der Gesamtbox wird nicht vollständig durch Gewinn der Teilboxen III und IV von Osten ausgeglichen. Damit ändert sich der (unbekannte) Transport im Gebiet zwischen der Ostseite der Gesamtbox und der Küste um ca. $1,5 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ (nach Süden) von der Nordost- zur Südecke der Gesamtbox. Die Darstellung der meridionalen Geschwindigkeiten auf 28°N (Abb. 17) zeigt starke zonale Änderungen und einen deutlichen Trend zu höheren Werten im Osten. Unmittelbar westlich der Kanarischen Inseln findet man eine starke Nordkomponente, die die antizyklonale Bewegung an der Westflanke der durch das Kanarenarchipel strömenden Wassermassen anzeigt.

Der Gesamttransport von $10,2 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ entspricht etwa der Größenordnung der Transporte, die für die Gesamtzufuhr in das Kanarenbecken angegeben werden, so daß angenommen werden kann, daß Transporte im Küstenbereich, die aus den vorliegenden Daten nicht abgeleitet werden können, klein sind.

Der XBT-Schnitt der "Meteor"-Daten zwischen Portugal und den Azoren kann unter Verwendung mittlerer T-S-Beziehungen für eine Berechnung der Südt Transporte in das Kanarenbecken von Norden verwendet werden. Außerdem wird eine Transportberechnung für den Bereich des Azorenstroms mit den CTD-Stationen entlang des Schnittes auf 27°W durchgeführt (Abb. 18). Zwischen

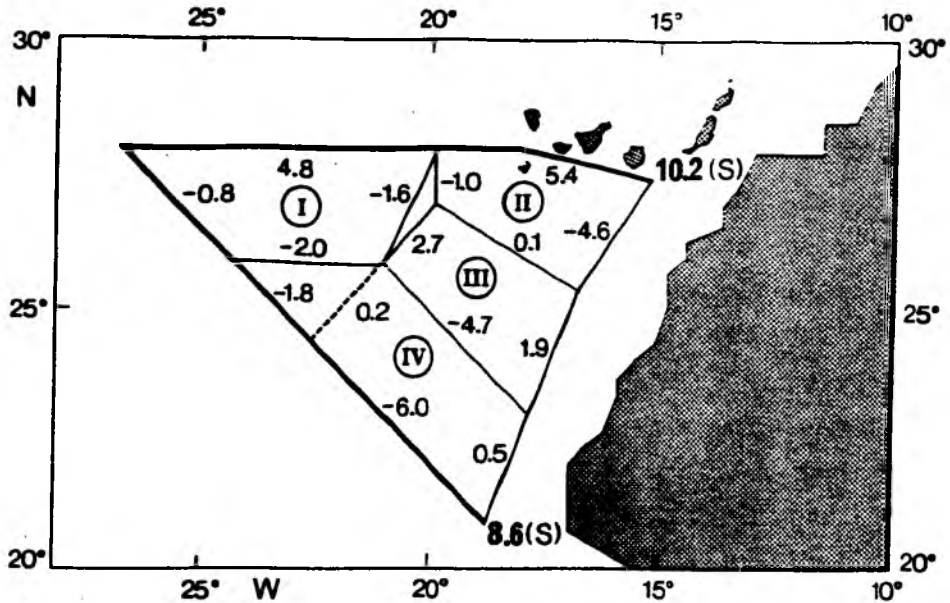


Abb. 16: Volumentransporte quer zu den angegebenen Schnitten (Bezugsfläche 1500 dbar) für das südliche Beobachtungsgebiet. Angaben in $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Die Zahlen in der Box sind positiv für Wassergewinn. Die fetten Zahlen rechts geben die summierten Transporte über die zugehörigen Gesamtschnitte an.

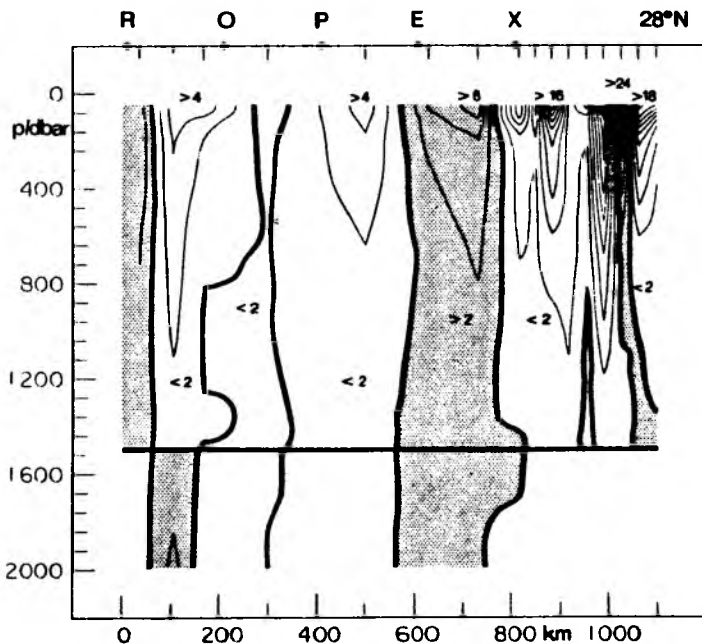


Abb. 17: Geostrophische Geschwindigkeiten in cm s^{-1} (Bezugsfläche 1500 dbar) entlang des Zonalschnitts (28°N) während der "Meteor"-Reise 69.

Portugal und 21°W findet man hier keine wesentlichen Südtransporte. Die kumulativen Transporte liegen vor Portugal auf einem konstanten Niveau von ca. $0,5 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Westlich von 21°W erreicht in einem engbegrenzten Bereich der Südtransport etwa $1,9 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Nach den bisherigen Ergebnissen ist anzunehmen, daß dieser Südtransport auf einen weiter westlich nordwärts gerichteten Mäander des Azorenstroms zurückzuführen ist. Der Kernbereich des Azorenstroms ist durch einen starken horizontalen Gradienten der dynamischen Topographie bei etwa 35°N gekennzeichnet, er erreicht in der vorliegenden Analyse ca. $7,0 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Dies liegt deutlich unterhalb der für den Transport des Azorenstroms zitierten Werte, so daß man davon ausgehen muß, daß ein Teil des Transports des Azorenstroms nördlich des mit Daten belegten Bereichs erfolgt. Dadurch wird man in der zuvor getroffenen Feststellung bestärkt, daß der auftretende Südtransport entlang des Schnittes zwischen Portugal und den Azoren auf den Azorenstrom selbst zurückzuführen ist. Die Ergebnisse der vorangegangenen Analyse sind in der schematischen Darstellung der Abb. 19 zusammengefaßt. Die hier gefundenen $6 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ für den östlichen Zirkulationszweig stimmen mit den Angaben von MOLINA und LAATZEN (1986) überein, die auf einem hydrographischen Schnitt zwischen Madeira und Marokko $6 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ für den Südtransport fanden.

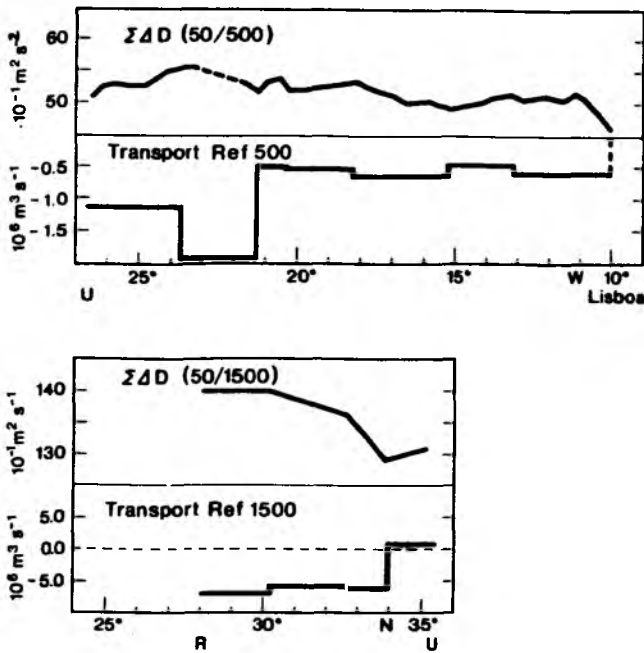


Abb. 18a und b:

Dynamische Topographie und kumulative Volumentransporte für den "Meteor"-Schnitt Lissabon - Pos. U und entlang 27°W. (Für die Lage der Schnitte vergl. Abb. 1).

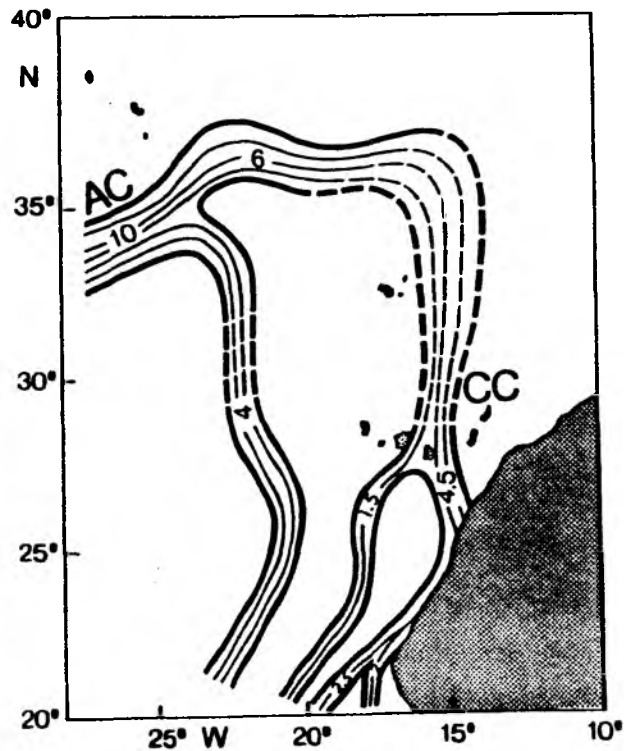


Abb. 19: Idealisiertes Schema des Volumentransports während der "Meteor"-Reise 69. Angaben in $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. AC: Azorenstrom, CC: Kanarenstrom.

3.5 Fehlerrechnung

Nach den Ausführungen in Kapitel 2.3 ist eine Kenntnis des Fehlers abgeleiteter Größen wie der Dichte und der Anomalie des Geopotentials bzw. des Massentransports wichtig, um die Horizontaldarstellungen der Parameter bzw. die Transportberechnungen zu beurteilen. Die möglichen Fehler in der Bestimmung dieser Größen ergeben sich aus den Meßfehlern unter Berücksichtigung ihrer funktionalen Abhängigkeit und sind in der Tabelle 6 angegeben. Die Berechnung dieser Fehlergrößen wird nachfolgend erläutert.

Der Fehler in der Berechnung von σ_T folgt aus der Zustandsgleichung bei Berücksichtigung von ΔT , ΔS und Δp und kann zu 0.02 Einheiten angenommen werden. Näheres wird bei FOFONOFF et al. (1983) angegeben.

Die Anomalie des Geopotentials ergibt sich aus

$$\Delta D = \int_{p_1}^{p_2} \delta \, dp = \sum_{i=1}^N \delta_i \, \Delta p \quad (F1)$$

Dabei ist $\delta = \Delta_{S,T} + \delta_{S,P} + \delta_{T,P}$ die Anomalie des spezifischen Volumens. Der Fehler $d(\Delta D)$ in der Bestimmung der Anomalie des Geopotentials ist also von $d\delta_i$ in den einzelnen Schichten, die in die Berechnung der Summe eingehen, abhängig. Der Fehler in der Ungenauigkeit der Tiefenbestimmung kann dagegen vernachlässigt werden.

Der Fehler $d\delta_i$ in den Einzelschichten folgt aus der Beziehung

$$d\delta_i = \left. \frac{\partial \delta}{\partial T} \right|_i \Delta T + \left. \frac{\partial \delta}{\partial S} \right|_i \Delta S + \left. \frac{\partial \delta}{\partial p} \right|_i \Delta p \quad (F2)$$

Unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung kann $d(\Delta D)$ berechnet werden. Die Berechnung des absoluten Größtfehlers ohne die Annahme eines teilweisen Ausgleichs der Fehler $d\delta_i$ in den Einzelschichten nimmt nach FOMIN (1964) linear mit der Tiefe zu. Diese Annahme gewährleistet eine Abschätzung des Erwartungsfehlers nach oben.

Die Formel F2 berücksichtigt nicht explizit den Fehler, der sich im Fall der XBTs bei der Zuordnung eines Salzgehaltes mit Hilfe der aus zwei benachbarten CTD-Stationen abstandsproportional gemittelten TS-Relation ergibt. Dieser Fehler ist abhängig von der Verteilung der umliegenden CTD-Stationen und der besonderen regionalen Zusammensetzung der TS-Relation. Eine genaue Berechnung setzt eine Einzelbetrachtung jedes zusammengesetzten TS-Profiles voraus. Um den Fehler jedoch nicht zu unterschätzen, wird im Fall der XBTs in der Berechnung von $d\delta_1$ für ΔS die im Mittel bestehende Differenz zwischen benachbarten CTD-Stationen im jeweiligen Tiefenhorizont berücksichtigt. Außerdem wird die Anomalie des Geopotentials bei den XBTs nur bis zu einem Tiefenhorizont berechnet, der über dem Mittelmeerwasserniveau liegt.

Zur Bestimmung der relativen geostrophischen Stromkomponenten ($v_1 - v_2$) senkrecht zur Verbindungslinie zweier benachbarter Stationen wird die von HELLAND-HANSEN und SANDSTRÖM (1903) aufgestellte Gleichung verwandt.

$$v_1 - v_2 = \frac{1}{2\Omega \sin \phi \cdot L} (D_A - D_B) \quad (F3)$$

Das Problem der Anwendung dieser Gleichung liegt bekanntermaßen darin, daß Temperatur und Salzgehalt nur den baroklinen Anteil der aus der Dichteschichtung resultierenden Druckgradienten bestimmen, so daß für die Berechnung der Absolutwerte der Geschwindigkeiten Annahmen über den im allgemeinen nicht bekannten lokalen barotropen Druckgradienten gemacht werden müssen. Üblicherweise wird eine Nullfläche definiert, d.h. ein Tiefenhorizont im Ozean, in dem Stromlosigkeit herrscht. Es gibt eine Reihe von Verfahren, die ad hoc Annahme einer Nullfläche zu begründen bzw. das Verfahren durch Zusatzbedingungen zu optimieren. Neben der klassischen DEFANT'schen Methode sind dies vor allem die inverse Methode (WUNSCH, 1977, 1978), die β -Spiralen-Methode (STOMMEL und SCHOTT, 1977; SCHOTT und STOMMEL, 1978) und die Methode von FIADEIRO und VERONIS (1982), die die klassische dynamische Methode mit Überlegungen zur Massenerhaltung entlang des Randes eines abgeschlossenen Meeresgebietes verbindet. Mit einer bekannten Nullfläche z_0 ist der gesamte Volumentransport pro Horizontallänge zwischen der Oberfläche und dieser Schicht gegeben durch

$$TR = \int_0^{z_0} v \, dz \quad (F4)$$

STRAMMA (1984) hat mit der Methode von FIADEIRO und VERONIS und Informationen zur Wassermassenstruktur den historischen Datensatz im Atlantik untersucht und findet eine mögliche Nullfläche, die im Beobachtungsgebiet bei etwa 1200 m liegt und in den Tropen auf 1500 m absinkt. Aktuelle Beobachtungsdaten sprechen dagegen eher für ein tieferes Referenzniveau (SIEDLER et al., 1985; SY, 1986). In dieser Arbeit wird der Analyse der CTD-Daten die 1500 dbar-Fläche als Bezugsfläche zugrunde gelegt, im Einklang mit der Wahl anderer Autoren (KÄSE et al., 1986).

Eine Fehlerrechnung enthält aufgrund dieser Überlegungen nicht den Absolutfehler der Bestimmung der geostrophischen Stromkomponenten bzw. der Volumentransporte, sondern den relativen Fehler der Berechnung bei Berücksichtigung von d(ΔD) und Anwendung von F3 bzw. F4.

Prinzipiell ist der Einfluß des Fehlers, der auf einer ungünstigen Wahl einer Referenztiefe beruht, in Gebieten mit einer großen Geschwindigkeitscherung im oberen Ozean nur gering, während in Gebieten mit schwachen Gradienten der Fehler bedeutend sein kann. STRAMMA (1984) hat den Einfluß einer Variation der Referenztiefe auf die Kalkulation absoluter Transporte aus mittleren Daten für Schnitte durch den subtropischen Wirbel untersucht. In allen Fällen ist der Einfluß der Wahl einer Referenztiefe zwischen 1000 m und 2000 m deutlich kleiner als 10 %. Geringere Referenztiefen als 1000 m Tiefe stellen unrealistische Referenzniveaus dar, da sie im Bereich starker Stromscherungen liegen, und ergeben für integrale Transportberechnungen zwischen 0 - 1000 m Tiefe und 0 - 2000 m Tiefe falsche Werte. Die Wahl tieferliegender Bezugsflächen ist ungünstig, da der Fehler der Berechnungen mit der Tiefe zunimmt und die Größenordnung der Absolutwerte der Transporte erreicht. Es folgt, daß die zugrundegelegte Referenzfläche von 1500 dbar für die Berechnung der absoluten Volumentransporte aus CTD-Daten im Kanarenbecken eine günstige Wahl darstellt. Tatsächlich liegen die Angaben von STRAMMA (1984) hinsichtlich der Änderungen absoluter Transportberechnungen bei der Variation der Referenz-

tiefe zwischen 1000 - 2000 m in der Größenordnung des relativen Fehlers, der im vorliegenden Fall resultiert. Das flachere Bezugsniveau von 500 m Tiefe für die Berechnung von Transportwerten aus XBT-Daten ergibt dagegen möglicherweise eine zu geringe Abschätzung. Indirekt folgt aber aus der annähernd geschlossenen Bilanz der Volumentransportberechnungen für das gesamte Kanarenbecken, daß dieser Fehler klein ist.

Die Fehlergrößen der Anomalien des Geopotentials, der geostrophischen Stromgeschwindigkeiten an der Oberfläche und der integralen Volumentransporte, die aus der Berechnung der Größen resultieren, sind in Tabelle 6 angegeben. Um die relative (prozentuale) Genauigkeit zu erfassen, sind die berechneten Fehler der dynamischen Topographie in Beziehung zu der auftretenden mittleren Variation dieser Größe im Beobachtungsgebiet gesetzt.

Tabelle 6: Erwartungsfehler (dD , dv , dTR) bei der Berechnung der dynamischen Topographie, der geostrophischen Geschwindigkeiten an der Oberfläche und des Volumentransports. Relative prozentuale Genauigkeit der dynamischen Topographie bzgl. der mittleren Variation dieser Größe (ΔD) im Beobachtungsgebiet.

	$dD/m^2 \text{ s}^{-2}$	dv/ms^{-1}	$dTR/10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	$\frac{dD}{\Delta D}/10^2 \%$
XBT	0.09	0.05	0.6	0.18
CTD	0.03	0.01	0.9	0.08

Die tabellierten Werte folgen aus einer Abschätzung der Fehler nach oben und sind damit als obere Grenzen möglicher Fehlergrößen anzusehen.

4. ZEITLICHE UND RÄUMLICHE VARIABILITÄT WESTLICH DER KANAREN

4.1 Wiederholte hydrographische Aufnahmen

Eine Vorstellung von der Veränderlichkeit der Transporte im Gebiet westlich der Kanaren vermittelt Abb. 20. Die hydrographischen Daten stammen von vier verschiedenen Expeditionen, wobei in verschiedenen Jahren bei der Aufnahme bzw. Auslegung der Verankerungen entlang von 28°N gemessen wurde: Meteor 64, April 1983; Poseidon 104, November 1983; Meteor 69, Oktober 1984; Polarstern, Oktober 1985. Die Volumentransporte sind zwischen den von West nach Ost entlang 28°N mit R, O, P, E und X (siehe Abb. 1) bezeichneten Verankerungspositionen berechnet. Im Gegensatz zur mittleren Zirkulation, die hier gleichförmig nach Süden gerichtete Transporte ergibt, findet man große räumliche und zeitliche Änderungen der Meridionaltransporte mit gelegentlich wechselndem Vorzeichen. Der westliche Zweig des Azorenstroms (siehe Abb. 18) ist westlich der Position E zu erwarten. Das kumulative Mittel $R - E$ von $4,8 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ nach Süden kommt dem zuvor angegebenen Wert von $4 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ sehr nahe. Zwischen den Positionen E und X treten häufig Nordtransporte auf, der berechnete Mittelwert aus den vier Realisierungen zeigt einen Transport nach Norden. Die zeitlichen Transportvariationen sind im allgemeinen von der gleichen Größenordnung wie die Mittelwerte. In Abb. 21 sind die Varianz und der Betrag der Transportschwankungsamplitude dargestellt, deren Werte mit den Mittelwerten von Abb. 20 verglichen werden können. Die Varianz der Transportschwankungen zeigt eine zonale Abhängigkeit; östlich der Position P sind die Werte um ca. 50 % größer als im Westen. Im folgenden sollen diese raum-zeitlichen Änderungen der Transporte auf der Grundlage von Zeitreihen verankerter Temperaturmeßgeräte näher untersucht werden.

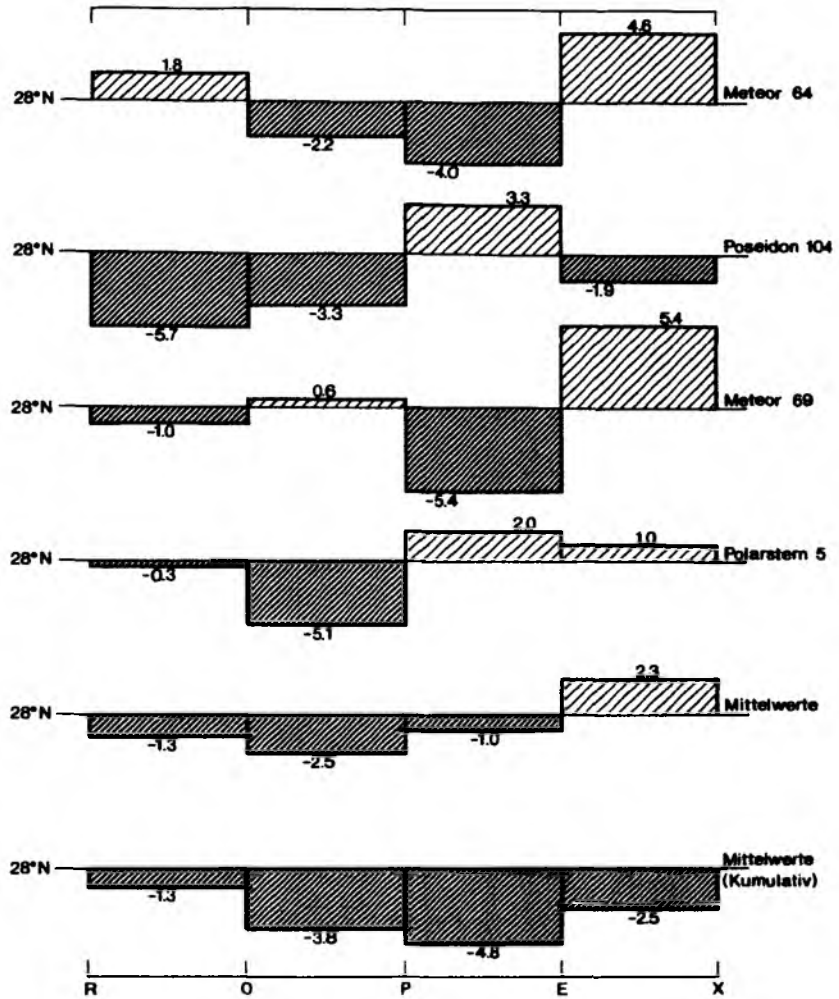


Abb. 20: Volumentransporte in $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ entlang des Zonalschnitts auf 28°N während vier Realisierungen aus CTD-Daten bzgl. 1500 dbar sowie Mittelwerte und kumulativ vom westlichen Rand aus berechnete Mittelwerte. Positive Werte bedeuten Transporte nach Norden (negativ nach Süden).

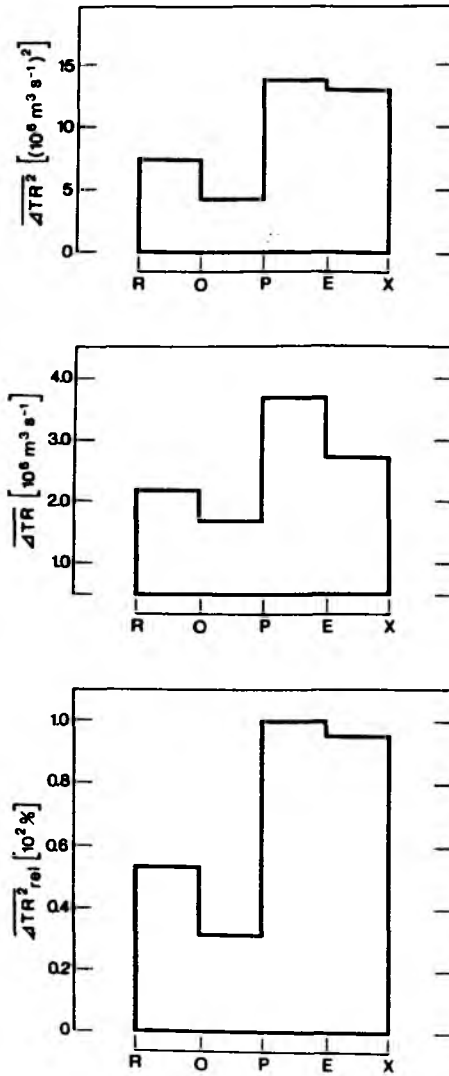


Abb. 21: Varianz und mittlere Transportschwankungsamplitude sowie relative Darstellung der Varianz entlang 28°N aus vier CTD-Realisierungen.

4.2 DIE DATEN DER THERMISTORKETTENVERANKERUNGEN

4.2.1 Darstellung der Verankerungsanordnung

Thermistorketten-Verankerungssysteme (TK-Verankerungen) sind relativ einfach gestaltete Meßsysteme. Sie sind im Vergleich zu reinen Strommesserverankerungen kostengünstiger. Es war deshalb möglich, eine Anordnung mehrerer Systeme großräumig und zu gleicher Zeit im Kanarenbecken zu betreiben. Sie bestanden aus einem Strommesser in der Solltiefe von etwa 200 m und einer sich anschließenden 400 m langen Thermistorkette mit Sensoren im Abstand von 40 m, deren Daten von einem 11-Kanal-Aanderaa-Rekorder aufgezeichnet wurden. Das Registriergerät enthält zusätzlich einen Drucksensor. Im Tiefenbereich 800 - 1200 m befand sich eine zweite 400 m-Thermistorkette.

Begonnen wurde mit einer Auslegung der Systeme entlang des Zonalschnittes auf 28°N an den Positionen R - X im November 1983 (vergl. Abb. 1). Im folgenden Jahr wurden ebenfalls im November diese Verankerungen durch neue ersetzt und zusätzlich Systeme auf den Positionen U, B und T ausgebracht, so daß im anschließenden Jahr alle Positionen von U bis X mit TK-Verankerungen bis September 1985 belegt waren. Die Abfrage erfolgte einmal pro Stunde.

Die Eckpunkte der Positionen bilden ein Dreieck, das im folgenden TK-Dreieck genannt wird. Der Abstand zwischen den Positionen beträgt entlang des Zonalschnittes ca. 200 km, auf dem Meridionalschnitt entlang 26°30' ca. 220 km. Der Abstand zwischen U und X beträgt 1200 km.

4.2.2 Analysekonzept

Mit der Anordnung von TK-Verankerungen sollte versucht werden, die mittleren baroklinen Massentransporte zu bestimmen. Es war vorgesehen, den Temperaturdaten mit der T/S-Methode (SIEDLER und STRAMMA, 1983; EMERY und DEWAR, 1984) Salzgehaltswerte zuzuordnen und damit die Dichteverteilung und Anomalien des Geopotentials zu berechnen. Mit der dynamischen Methode können dann die Zeitreihen der geostrophischen Strömungen zwischen jeweils zwei der

Positionen berechnet sowie durch Integration die baroklinen Transporte bestimmt werden.

Grundsätzlich besteht nach diesem Verfahren die Möglichkeit, indirekt die Strömungen aus den Temperaturregistrierungen allein zu bestimmen. Das Verfahren wurde erstmals von ZANTOPP und LEAMAN (1984) auf zeitlich kontinuierliche Thermistorkettenregistrierungen angewandt. Die Fehler in den Anomalien des Geopotentials waren dort kleiner als die natürlichen Variationen im mesoskaligen Feld.

Bei der Auswertung des Datensatzes aus dem Kanarenbecken gab es einige besondere Probleme. Um Zeitreihen des baroklinen Transportes (TK-Transporte) aus den Temperaturzeitreihen (TK-Daten) der Thermistoren zu gewinnen, müssen an benachbarten Positionen Temperaturregistrierungen über den gesamten Zeitraum vorliegen. Damit bestimmt die jeweils kürzere Zeitreihe der TK-Daten die resultierende Länge der TK-Transportzeitreihen. Angewendet auf die gesamte Anordnung des TK-Dreiecks bedeutet dies, daß die insgesamt kürzeste vorliegende Registrierung die Länge der TK-Transportzeitreihen zwischen den Einzelpositionen bestimmt. Begrenzte Längen der Zeitreihen an Einzelpositionen sind auf technische Mängel und den Ausfall von Aanderaa-Rekordern einige Zeit nach der Auslegung zurückzuführen. Selbst ohne Berücksichtigung einzelner Datenausfälle (die effektiv verfügbaren Datenlängen werden im folgenden noch beschrieben) ist die Länge der Zeitreihen, bezogen auf das gesamte TK-Dreieck, mit Registrierungen von November 1984 bis September 1985 auf etwa 320 Tage begrenzt.

Die begrenzte Länge der Aufzeichnungen schränkt die Möglichkeit ein, einen stabilen Mittelwert zu bestimmen. Man weiß aus den Ergebnissen der NEADS-Verankerungen (DICKSON et al., 1985), daß die mittleren Strömungen klein und von energiereichen Variationen überlagert sind, so daß stabile Mittelwerte erst nach mehrjähriger Mittelung statistisch abgesichert sind (MÜLLER, 1987). Selbst bei maximal möglicher Aufzeichnungslänge sind die Mittelwerte auch im vorliegenden Fall unsicher.

Ein weiteres Problem ergab sich aus der nicht immer gleichmäßigen Überdeckung der Tiefenbereiche. Die Tiefenbereiche waren für Transportberechnungen so zu wählen, daß eine stabile T/S-Beziehung erwartet werden kann. Diese Forderung ist für die obere Thermistorkette, die gerade im Bereich des NACW liegt, erfüllt. Die untere Thermistorkette befand sich jedoch im Tiefenbereich des Mittelmeerwassers, wo die T/S-Methode nicht angewendet werden kann. Grund für diese Einsätze war eine andere Fragestellung im Forschungsprogramm des SFB 133, nämlich die Ausbreitung von Mittelmeerwasserlinsen südlich der Azoren. Die zeitliche und vertikale Datenüberdeckung ist in den Abb. 22 und 23 dargestellt.

In Abb. 22 sind die Längen der Zeitreihen der Strommesser und der oberen Thermistorkette im TK-Dreieck für die Einzelpositionen dargestellt. Danach gibt es während der 1. Phase Aufzeichnungen der Thermistorketten mit einer Gesamtlänge von 365 Tagen nur für die Positionen E, P und R. Auf der Position X war der Aanderaa-Rekorder von Beginn an ausgefallen, so daß leider von der wichtigen Eckposition keine Daten für diesen Zeitraum vorliegen. Ebenfalls wegen eines Ausfalls des Datenregistriergerätes sind keine Strommesserdaten von der Position R verfügbar, und die Registrierung bei P ist mit 155 Tagen kurz. Die Aufzeichnungen während der zweiten Phase sind mit etwa 320 Tagen Aufzeichnungslänge insgesamt kürzer, von Datenausfällen bei den Temperaturregistrierungen sind die Positionen E, R und B betroffen, wobei die Zeitreihe bei B am kürzesten ist. Die Strommesserzeitreihen sind ebenfalls unterschiedlich lang, auf Position X gibt es nur wenige Aufzeichnungstage.

Die Abb. 23 gibt einen Überblick über den jeweils überdeckten Tiefenbereich der oberen Thermistorkette, wobei die Tiefen der Instrumente nach den Druckregistrierungen festgelegt wurden. Dunkel schraffiert sind die Bereiche der ersten Meßphase dargestellt. Die absoluten Tiefenabweichungen vom Sollhorizont von etwa 200 - 600 m sind erheblich, die Geräte liegen während der ersten Meßphase im Mittel um 100 m tiefer als während der zweiten Meßphase. Auch während einer Meßphase ist die Tiefenabdeckung nicht gleichförmig. Die mittlere Abweichung der Anfangstiefen zwischen benachbarten Stationen beträgt während beider Phasen durchschnittlich etwa 50 m. Die genaue Angabe der Anfangs- und Endzeiten ist in der Tabelle 7 angegeben.

Tabelle 7: Zeit- und Tiefenabdeckung der TK-Daten

Meßphase 1 (TK 1):

<u>Verankerung</u>	<u>Beginn</u>	<u>Ende</u>	<u>Anfangstiefe/m</u>
X	/	/	/
E	29.10.1983	01.11.1984	320
P	25.10.1983	31.10.1984	270
O	26.10.1983	30.10.1984	285
R	27.10.1983	28.10.1984	350

Meßphase 2 (TK 2):

X	10.11.1984	27.09.1985	190
E	09.11.1984	17.08.1985	260
P	08.11.1984	28.09.1985	230
O	07.11.1984	28.09.1985	300
R	05.11.1984	12.05.1985	210
U	04.11.1984	28.09.1985	170
B	02.11.1984	04.05.1985	180
T	01.11.1984	28.09.1985	230

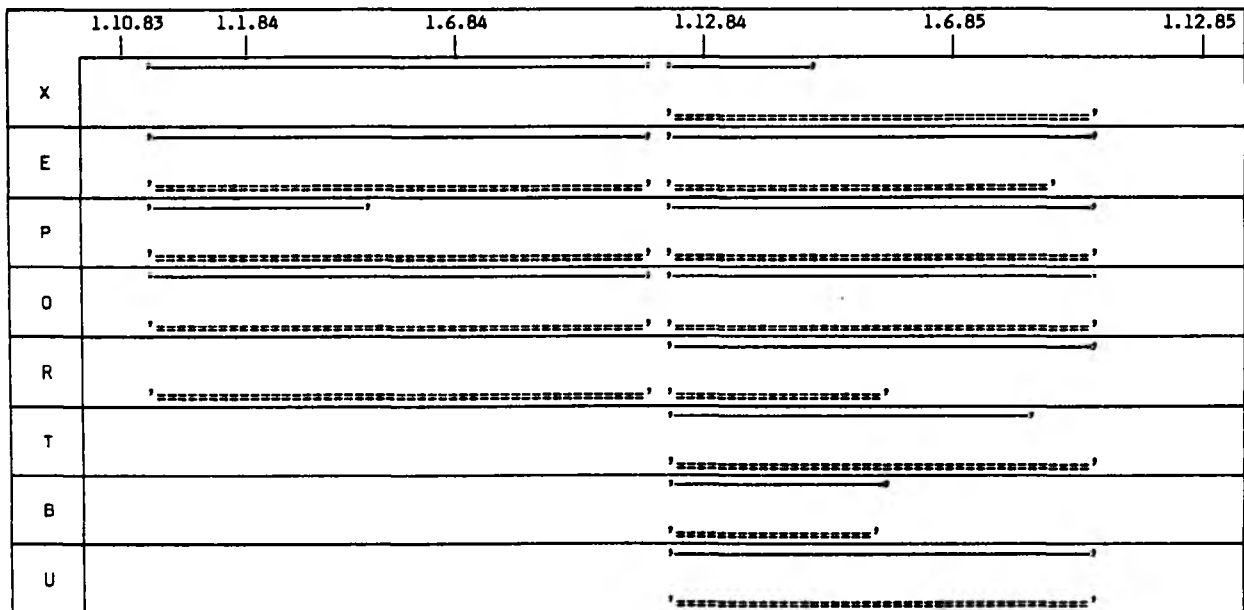
Definition von Anfangs- und Endzeiten kontinuierlicher Registrierungen und des überdeckten Tiefenhorizontes

<u>Meßphase</u>	<u>Beginn</u>	<u>Ende</u>	<u>Anfangstiefe/m</u>	<u>Endtiefe/m</u>
TK1	30.10.1983	28.10.1984	350	710
TK2	10.11.1984	25.09.1985*	260	620

* nicht bei E, R und B

Abb. 22:

Zeitliche Übersicht der TK-Daten.



— oberer Strommesser
 ---- obere Thermistorkette

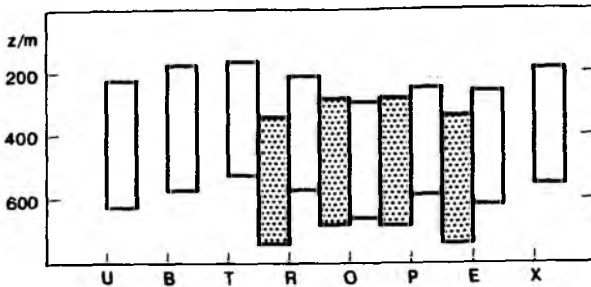


Abb. 23: Vertikale Tiefenüberdeckung der TK-Daten. (Raster: Meßphase TK1).

Die zeitliche und vertikale Überdeckung der TK-Daten bestimmt das weitere Vorgehen bei der Analyse. Um eine Vergleichbarkeit der Daten an den Einzelpositionen zu erhalten und weitere Berechnungen, insbesondere der baroklinen Transporte, zu ermöglichen, ist es notwendig, diese auf einen gemeinsamen Tiefenbereich zu beziehen und die zeitliche Überdeckung abzustimmen. Für beide Meßphasen getrennt geschieht dies zunächst durch die Festlegung einer gemeinsamen Anfangszeit. Um den ohnehin begrenzten Tiefenbereich, der sich aus der 400 m-Länge der Thermistorketten ergibt, nicht noch weiter einzuschränken, wurde darauf verzichtet, für beide Meßphasen einen gemeinsamen Tiefenbereich festzulegen. Darüber hinaus sind nach der Feststellung einer mittleren Anfangstiefe im Einzelfall Interpolationen auf den jeweils nicht überdeckten Tiefenbereich notwendig. Als gemeinsame Anfangstiefe wird die jeweils größte obere Meßtiefe definiert, um Extrapolationen nach oben in Bereiche, in denen die Variabilität der Parameter naturgemäß größer wird,

zu vermeiden. Eine Ausnahme muß bei den Daten der zweiten Meßphase im Fall der viel größeren Anfangstiefe von 300 m an der Position 0 gemacht werden. In diesem Fall ist die Interpolation um ein Sensortiefenintervall ($\Delta z = 40$ m) nach oben notwendig, in den anderen Fällen erfolgen Interpolationen nach unten im Extremfall bis zu zwei Sensortiefenintervallen. Bei den Interpolationen wurde vorausgesetzt, daß der zwischen den Sensoren gemessene obere bzw. untere vertikale Gradient über die letzte vorhandene Sensortiefe hinweg fortgesetzt werden kann. Infolge des nahezu linearen vertikalen Temperaturgradienten im Bereich des NACW, der sich in den vertikal übereinander geordneten Sensorregistrierungen durch konstante Abstände zwischen den Einzelzeitreihen widerspiegelt, sind diese Interpolationen nach unten offenbar ohne größere Fehler möglich.

Wenn die zeitlichen und die vertikalen Bereiche festgelegt sind, können die Temperaturwerte der Sensoren zunächst mit den jeweiligen CTD-Messungen verglichen werden, die zu Beginn und zum Ende der entsprechenden Auslegzeiten aus den Schiffsmessungen zur Verfügung stehen. Dabei ergeben sich in den Schranken der Genauigkeit keine signifikanten Abweichungen zwischen TK-Temperaturen und den CTD-Temperaturen, so daß die absolute Genauigkeit der Temperaturregistrierungen mit 0.05 K angegeben werden kann.

Die Daten werden wegen der geplanten Analyse niederfrequenter Schwankungen tiefpaßgefiltert mit einer Grenzfrequenz zwischen dem Bereich der mesoskaligen Variationen und dem der Trägheitsschwingungen und Gezeiten, so daß der energiereiche hochfrequente Teil der Schwankungen eliminiert wird. Von den so gefilterten Daten werden schließlich 24-h Mittelwerte gebildet, die dann die Basisdaten der folgenden Analysen darstellen.

4.2.3 Elimination der Verankerungsbewegung und Berechnung der Anomalien des Geopotentials

Es ist bekannt, daß Verankerungen bei Anströmung vertikal ausgelenkt werden, wodurch die Meßinstrumente in größere Tiefen geführt werden. Modellrechnungen zum quasistatischen Verhalten von Verankerungen bei Annahme vereinfachter Stromprofile und realistischer Widerstandsbeiwerte der eingesetzten Komponenten haben gezeigt, daß typische vertikale Auslenkungen zwischen 10

und 100 m liegen (FINKE und SIEDLER, 1986). Eine Analyse der Druckregistrierungen im vorliegenden Fall ergibt eine mittlere Tiefenvariation von etwa 30 m. In Anbetracht des vertikalen Abstandes der Sensoren von nur 40 m sind bei der Festlegung der Sensoren auf Fixtiefen damit die Temperaturzeitreihen der Sensoren verfälscht. Da bei der nachfolgenden Analyse Differenzen zwischen benachbarten Positionen gebildet werden und die Bewegungen von Verankerungen mit einem Abstand von ca. 200 km nicht korreliert sein dürfen, muß eine Korrektur hinsichtlich der Verankerungsbewegungen durchgeführt werden.

Bei der Bestimmung der vertikalen Temperaturgradienten werden in der Regel wiederum mittlere Profile verwendet, diesmal Funktionen $T = T(z)$, die aus historischen Daten abgeleitet werden. Derartige Beziehungen $T(z)$ enthalten i.A. noch größere Unsicherheiten als T/S-Beziehungen, so daß in dieser Arbeit die vertikalen Gradienten aus den aktuellen Werten der Temperaturzeitreihen selbst bestimmt werden. Das zugrunde gelegte Schema zur Korrektur der Zeitreihen wird im folgenden kurz erläutert.

Die Verankerung wird als starres Pendel aufgefaßt, das quasistatisch auf Variationen im Strömungsfeld reagiert. Die Gleichung lautet:

$$T_K = T_m - \frac{dT}{dp} \cdot \Delta p \quad (1)$$

Hier ist T_m die gemessene und T_K die korrigierte Temperatur. Δp ist die beobachtete Abweichung vom mittleren Druckniveau und $\frac{dT}{dp}$ der vertikale Gradient der Temperatur hinsichtlich des Drucks. Der Druck p kann mit Hilfe der hydrostatischen Grundgleichung in die Tiefe z umgerechnet werden. Damit folgt:

$$T_K(\bar{z}, t) = T_M(z(t_0), t) - \frac{dT(t_0)}{dz} \cdot \Delta z(t_0) \quad (2)$$

\bar{z} ist die mittlere Tiefe, auf die die korrigierte Zeitreihe bezogen wird, t_0 ist der momentane Zeitschritt, für den die aktuelle Registrierung und die beobachtete Tiefenabweichung vorliegen. Es ist weiter zu beachten, daß

die vertikale Auslenkung eines Sensors bei Annahme der starren Konfiguration eine Funktion der Tiefe ist, wobei der Absolutwert der vertikalen Änderung mit der Tiefe abnimmt. Zudem liegt nur für den oberen Sensor eine Druckregistrierung vor, aus der $\Delta z(t_0)$ nur für den oberen Sensor zu bestimmen ist. Die Gleichung muß daher noch für die individuellen Sensoren erweitert werden (vergl. Abb. 24).

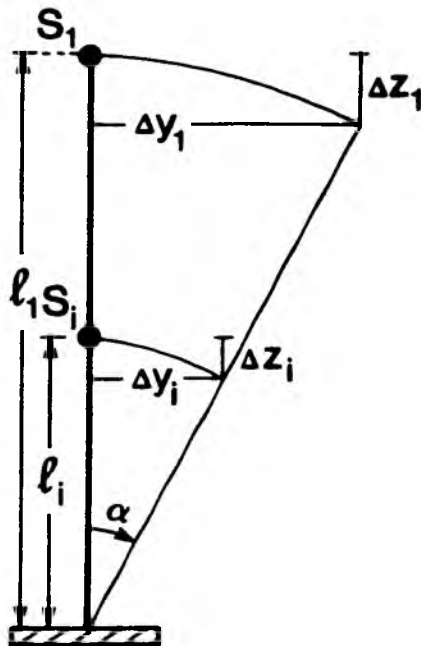


Abb. 24: Darstellung zur Korrektur der Verankerungsbewegung für die Einzelsensoren S_i

- l_1 : Seillänge bis zum 1. Sensor
- l_i : Seillänge bis zum i-ten Sensor
- Δz : vertikale Auslenkung
- Δy : horizontale Auslenkung

Entsprechend der Abbildung gelten die folgenden Beziehungen:

$$\frac{\Delta z_1}{\Delta y_1} = \frac{\Delta z_i}{\Delta y_i}$$

$$\Delta y_1 = l_1 \cdot \sin \alpha$$

$$\Delta y_i = l_i \cdot \sin \alpha$$

d.h.

$$\Delta z_i = \frac{\Delta z_1 \cdot l_i}{l_1} = \Delta z_1 \cdot g_i$$

wobei

$$g_i = \frac{l_i}{l_1} = 1 - (i-1) \cdot \frac{\Delta l}{l_1}$$

und Δl der Abstand zwischen den Einzelsensoren ist.

Die vollständige Gleichung für die Korrektur der Zeitreihen der Einzelsensoren (i) lautet demnach:

$$T_{K_i}(\bar{z}_i, t) = T_{M_i}(z_i(t_0), t) - \frac{dT(t_0)}{dz} \Big|_i \cdot \Delta z(t_0) \cdot g_i$$

wobei i den Index für den individuellen Sensor darstellt und g_i die geometrisch bedingte Reduktion der Tiefenabweichung eines Sensors mit zunehmender Tiefe berücksichtigt.

Die korrigierten Zeitreihen der Temperaturen auf den einzelnen Verankerungspositionen müssen in einem weiteren Schritt auf die definierten gemeinsamen Tiefenbereiche bezogen werden. Der vertikale Abstand zwischen den Einzelsensoren von 40 m wird beibehalten. T_i^* ist die auf das fixierte Tiefenniveau bezogene Temperatur. Damit gilt:

$$T_i^* = T_{K_i} + \int_{z_i}^{z_i^*} \frac{dT}{dz} \Big|_i dz$$

Ganz analog zu dem bei den XBTs im Kapitel 3 angewendeten Verfahren kann dann die Berechnung der Anomalien des Geopotentials erfolgen. Für den Zonalschnitt entlang 28°N und den Meridionalschnitt entlang 27°W wird jeweils eine T/S-Beziehung durch Mittelung aller verfügbaren CTD-Messungen aufgestellt, die während der Auslege- und Aufnahmezeiten an den Einzelpositionen gewonnen wurden. Wegen der Positionierung der Thermistorketten im Bereich des NACW ist es nicht notwendig, für jede Verankerungsposition eine gesonderte T/S-Relation aufzustellen. Die aus allen CTD-Daten gemittelte Beziehung ergibt im Bereich des Zentralwassers die erwartete nahezu lineare Relation. Dies geht aus den Abb. 25a und b hervor, wo die T/S-Beziehungen dargestellt sind. Größere Variationen bestehen lediglich im oberflächennahen Bereich bei Temperaturen > 17°C für den Meridionalschnitt bzw. > 18°C für den zonalen Schnitt sowie im Bereich des Mittelmeerwassers.

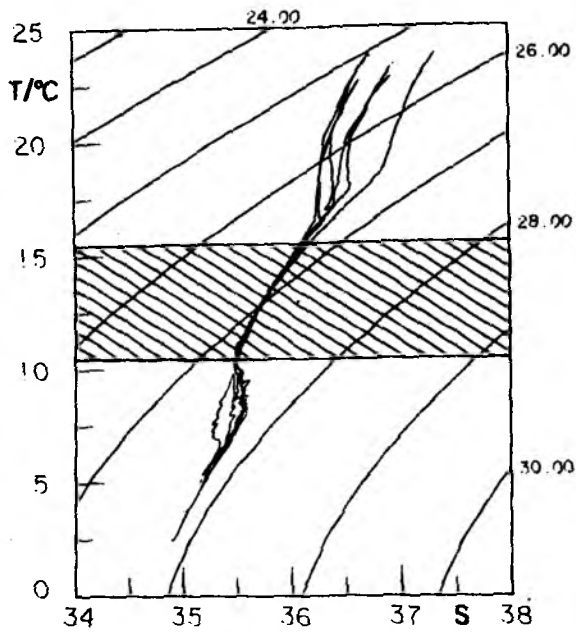
Der auf den fixierten gemeinsamen Tiefenniveaus bei den TK-Daten auftretende mittlere Temperaturbereich ist in den Abbildungen ebenfalls dargestellt, wobei die exakte Lage der Messungen im Bereich der geringsten Variationen im T/S-Diagramm deutlich wird. Dies ist die wesentliche Voraussetzung, um ohne größere Fehler die Berechnung der Anomalien des Geopotentials aus den erhaltenen Temperaturen T* fortzusetzen.

Diese Berechnungen erfolgen nach der Gleichung

$$\Delta D = \int_{z_0}^{z^*} \delta(T^*) dz$$

mit der Integration der Anomalien des spezifischen Volumens. z_0 ist die zugrunde gelegte Referenztiefe, die natürlich nur die untere Grenze des überdeckten Tiefenbereichs sein kann. Diese beträgt im Fall der Meßphase TK1 710 m, im anderen Fall 620 m. Mit diesen Referenzniveaus können keine realistischen Transportberechnungen aus den geostrophischen Geschwindigkeiten erwartet werden, wohl aber besteht Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Positionen während einer Meßphase. Dies ist jedoch nicht der Fall beim Vergleich beider Meßphasen untereinander, ohne weitere Annahmen zu machen. Die Analyse erlaubt aber die Untersuchung der zeitlichen Änderungen des Strömungssystems.

TS DIAGRAM FOR SECTION ALONG 27 W



TS DIAGRAM FOR SECTION ALONG 28 N

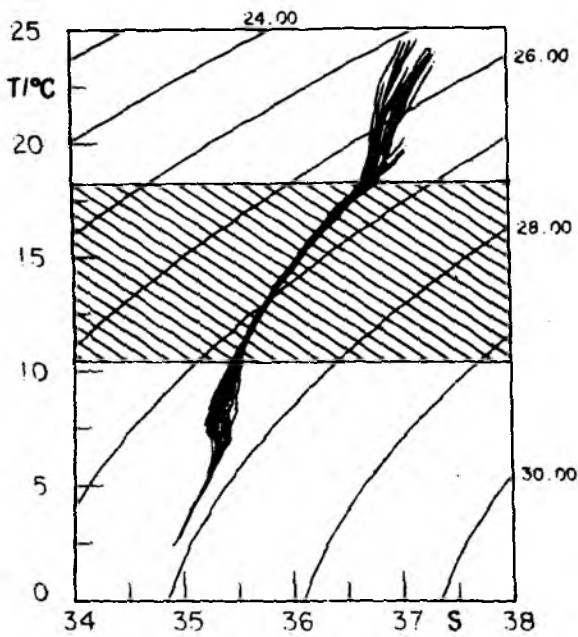


Abb. 25a-b: TS-Diagramme für den Meridionalschnitt (27°W) und den Zonalschnitt (28°N) und Bereich der TK-Daten (Raster).

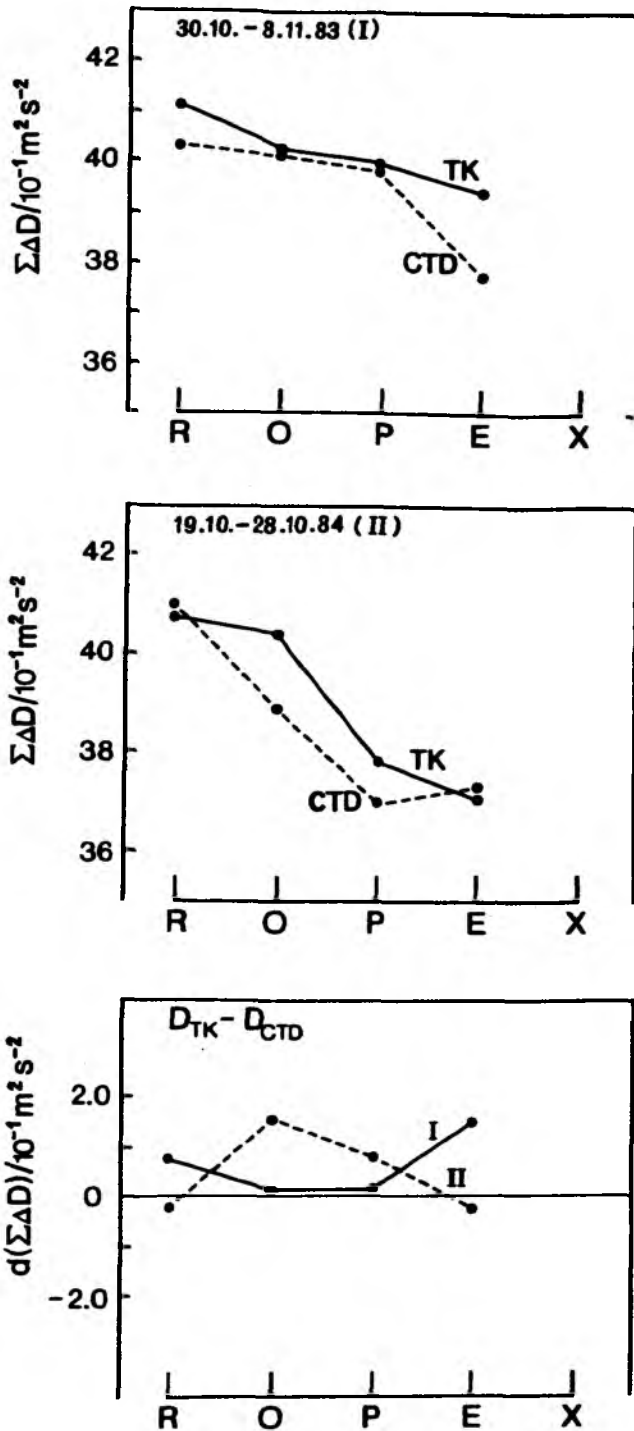


Abb. 26: Vergleich der dynamischen Topographie zwischen TK und CTD-Daten bei Mittelung der Zeitreihen über jeweils 10-Tage. Vergleich zu Beginn der Auslegung (I) und zum Ende (II) während der Meßphase TK1.

Es liegt nahe, ebenso wie beim Vergleich der Rohdaten der Temperatur mit CTD-Werten einen Vergleich der berechneten Werte der Anomalien des Geopotentials mit den aus den CTD-Daten berechneten durchzuführen, um systematische Fehler und mögliche Interpolationsfehler oder Mängel des Analysekonzepts im allgemeinen zu erkennen. Der Vergleich kann wie zuvor bei den Temperaturen nur für die Anfangs- und Endphase der Meßreihen erfolgen. Es werden jeweils 10-Tage-Mittel der berechneten TK-Größe gebildet und für die einzelnen Positionen mit den Werten verglichen, die aus den entsprechenden CTD-Daten auf demselben Tiefenhorizont bei dem Bezug auf ein gemeinsames Referenzniveau berechnet werden (Abb. 26). Wie aus der Abbildung hervorgeht, gibt es keine Hinweise auf mögliche Fehler, die außerhalb des Rahmens der erwarteten Genauigkeit liegen. Die mittleren prozentualen Abweichungen zwischen den aus TK- und CTD-Daten berechneten dynamischen Topographien betragen weniger als 2 %.

4.2.4 Fehlerrechnung bei den Zeitreihen

In Ergänzung zu Kapitel 3.5 erfolgt im weiteren eine Betrachtung der möglichen Fehler bei der Berechnung des Geopotentials bzw. der sich anschließenden Berechnung der 'relativen' baroklinen Transporte aus den TK-Daten.

Die Gleichung F2 findet durch die Berücksichtigung des Fehlers, der aus der Zuordnung des Salzgehaltswertes entsteht, eine Ergänzung. Weiterhin muß der mögliche Fehler, der sich aus den einzelnen Interpolationsschritten ergibt, berücksichtigt werden. Die gute Übereinstimmung bei dem Vergleich sowohl der Temperaturen als auch der berechneten Summen der Anomalien des Geopotentials läßt erwarten, daß die Fehler bei den TK-Daten ebenfalls im Rahmen der in Kapitel 3.5 gegebenen Grenzen liegen.

Es gilt

$$d\delta_i = \left. \frac{\partial \delta}{\partial S} \right|_i \Delta S + \left. \frac{d\delta}{dS} \right|_i \frac{dS}{dT} \Delta T + \left. \frac{d\delta}{\partial T} \right|_i \Delta T \quad (F5)$$

Dabei wird mit dem 2. Term der Fehler berücksichtigt, der bei der Interpolation im T/S-Diagramm bei der Zuordnung von Salzgehaltswerten für die gemessenen Temperaturen zusätzlich auftritt. ΔT enthält sowohl den reinen Meßfehler der Temperatur, als auch den möglichen Fehler infolge einer Unsicherheit von p bei Anwendung der Gleichung zur Verankerungskorrektur. Die sich anschließenden Rechnungen sind analog zu den Überlegungen in Kapitel 3.5 durchgeführt worden. Die relativen Fehler der Berechnung der Größen der Anomalie des Geopotentials und des Transports sind nachfolgend angegeben. Der prozentuale Fehler ist das Verhältnis des Fehlers der Summe der Anomalie des Geopotentials zur mittleren Variation dieser Größe zwischen zwei Verankerungspositionen.

Tabelle 8: Erwartungsfehler (dD , dv , dTR) bei der Berechnung der dynamischen Topographie, der relativen geostrophischen Stromgeschwindigkeiten und des relativen Volumentransports im Fall der TK-Daten. Relative prozentuale Genauigkeit der dynamischen Topographie bzgl. der mittleren Variation dieser Größe (D) an den Verankerungspositionen.

$dD/m^2 \text{ s}^{-2}$	$dv/m \text{ s}^{-1}$	$dTR/10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	$\frac{dD}{\Delta D} / 10^2 \%$
0.03	0.003	0.2	0.10

Die Fehler bei der Berechnung der Summe der Anomalien des Geopotentials sind kleiner als die beobachteten Abweichungen beim Vergleich mit den CTD's, so daß diese auf den natürlichen Variationen beruhen.

4.3 Darstellung der Zeitreihen der Temperatur

4.3.1 Mittelwerte und räumliche Verteilung

In den Abb. 27a und b sind die Zeitreihen der Temperatur wiedergegeben, wie sie aus den Originaldaten nach Korrektur der Verankerungsbewegung und dem Bezug auf den gemeinsamen Tiefenhorizont sowie der zeitlichen Abstimmung für den Zonalschnitt auf 28°N und den Meridionalschnitt entlang 27°W gewonnen wurden. Die Darstellungen geben eine Übersicht über die verwendbaren Daten und machen einzelne Datenausfälle deutlich.

Der nahezu konstante vertikale Temperaturgradient entspricht der charakteristischen Verteilung im NACW. Wegen der geringeren Anfangstiefe sind die Temperaturen der Registrierungen der Phase TK2 insgesamt höher. Zur Verbindung der beiden Zeitabschnitte ist jeweils eine auf mittlerem Niveau liegende Zeitserie hervorgehoben (390 m während der Phase TK1, 380 m bei TK2).

In diesen Darstellungen sind neben kurzzeitigen Änderungen geringer Amplitude vor allem langzeitige Variationen mit höherer Amplitude zu erkennen. Auffällig ist das niedrige Niveau der Temperaturen auf der nördlichen Position U, das auf die nach Norden stark ansteigenden Isothermen hinweist.

Zunächst werden die in den Zeitreihen enthaltenen Informationen anhand ihrer Mittelwerte dargestellt, um zonale bzw. meridionale Änderungen zu erfassen. In Abb. 28 sind die über die jeweilige Länge der Aufzeichnungen gebildeten Mittelwerte der Temperatur des unteren und oberen Sensors sowie der Summe der Anomalien des Geopotentials für beide Meßphasen einander gegenübergestellt. Beginnend bei der Position X erfolgt ein allmählicher Anstieg der jeweiligen Größe bis zu einem maximalen Niveau etwa bei der Position R, an den sich ein stärkerer Abfall besonders zwischen den Positionen B und U entlang des Meridionalschnitts anschließt.

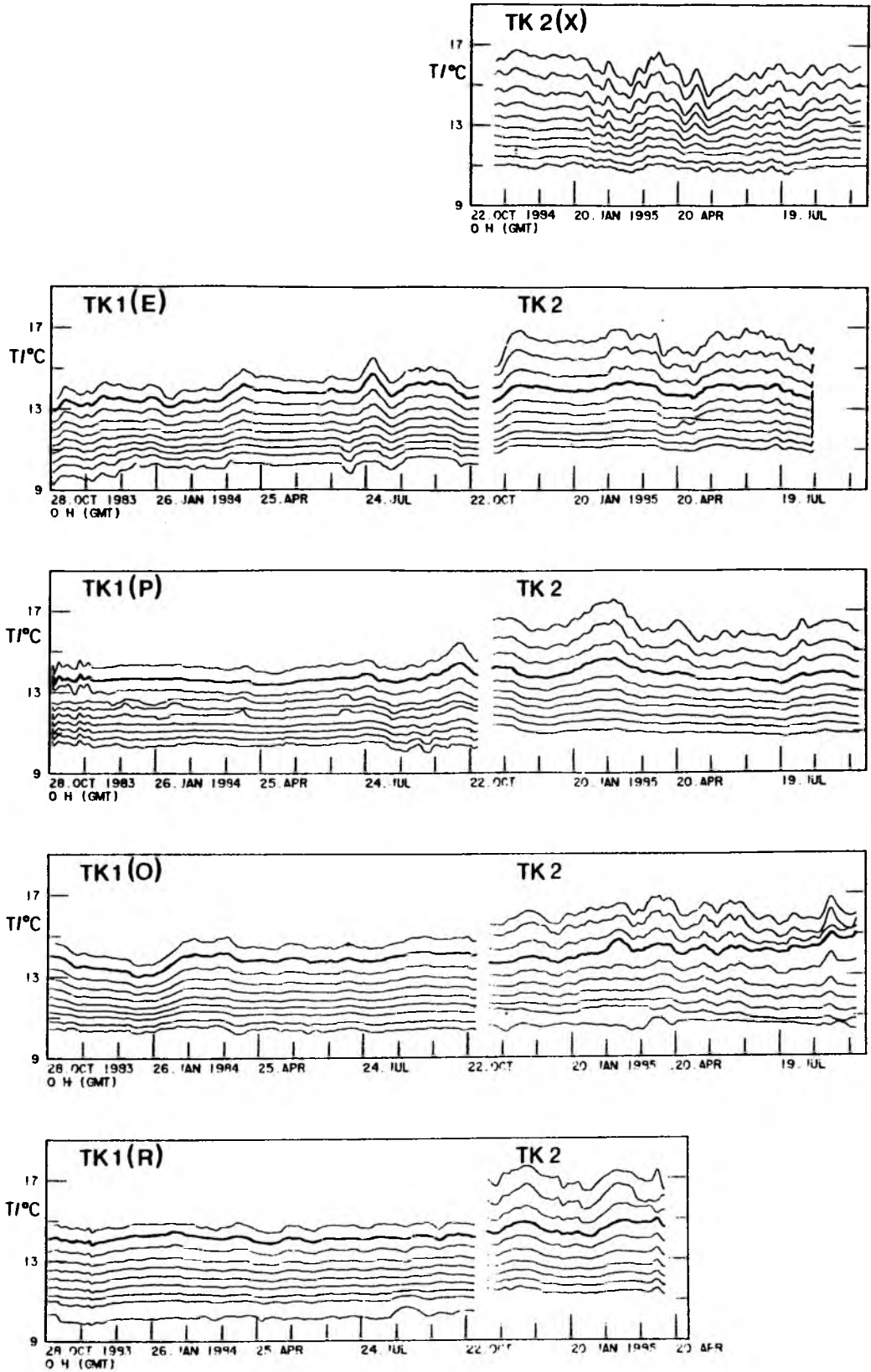


Abb. 27a: Zeitreihen der Temperatur an den Positionen X-R entlang 28°N.

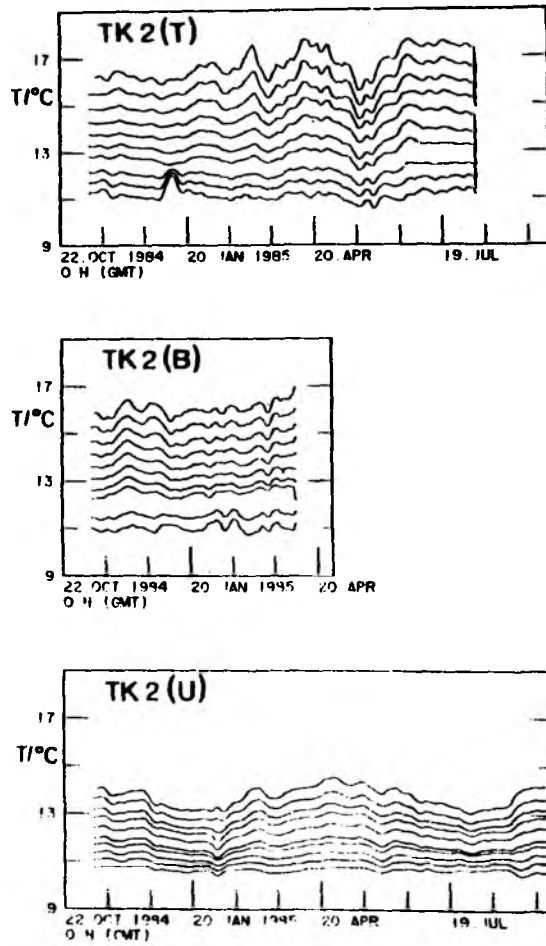


Abb. 27b: Zeitreihen der Temperatur an den Positionen T, B und U entlang 27°W.

Der Anstieg von Ost nach West entlang des Zonalschnitts zeigt eine Südkomponente der Strömung, der (stärkere) Abfall von Süd nach Nord auf dem Meridionalschnitt kennzeichnet die ostwärtige Strömung des Azorenstroms. Die größere Differenz von ca. $0.6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ zwischen R und U gegenüber dem mit $0.3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ geringeren Anstieg entlang des Zonalschnittes zeigt, daß die Bilanz entlang der beiden Schnitte des TK-Dreiecks nicht ausgeglichen ist, und korrespondiert damit gut mit den Ergebnissen, die in Kapitel 3 dargestellt wurden.

In Abb. 29 folgt in gleicher Weise eine Darstellung ausgewählter Einzelergebnisse. Sie wurden als 10-Tages-Mittel aus den Zeitreihen der Temperatur berechnet.

Gegenüber den Mittelwerten kann der Gradient der dargestellten Größen zwischen Einzelpositionen beträchtlich variieren. Die Betragsänderung der Gradienten gegenüber den mittleren Verhältnissen beträgt im Einzelfall mehr als 100 %. Besonders auffällig ist, daß auch Vorzeichenwechsel auftreten, die einen Richtungswechsel zwischen benachbarten Positionen angeben. Zeitweise bestehen Situationen, in denen derartige Umkehrungen entlang des Zonalschnitts in regelmäßiger Folge wechseln (vergl. die jeweils dünn gezeichnete Kurve). Die Frage liegt nahe, ob dies als Hinweis auf periodische Vorgänge gewertet werden kann.

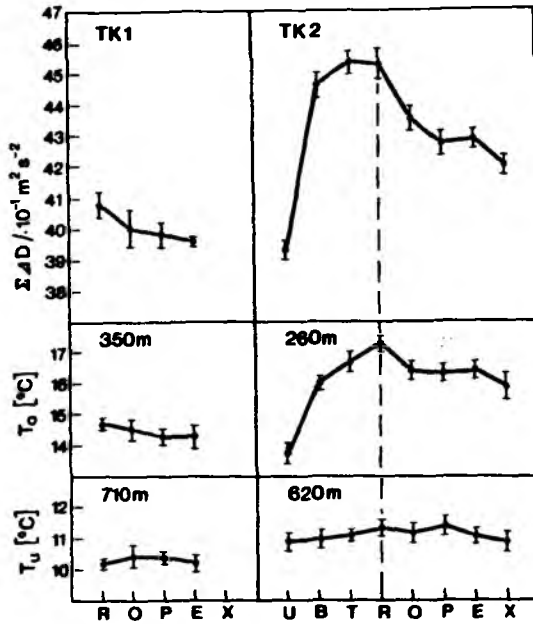


Abb. 28: Mittelwerte der dynamischen Topographie, der Temperaturen des oberen TK-Sensors und des unteren TK-Sensors.

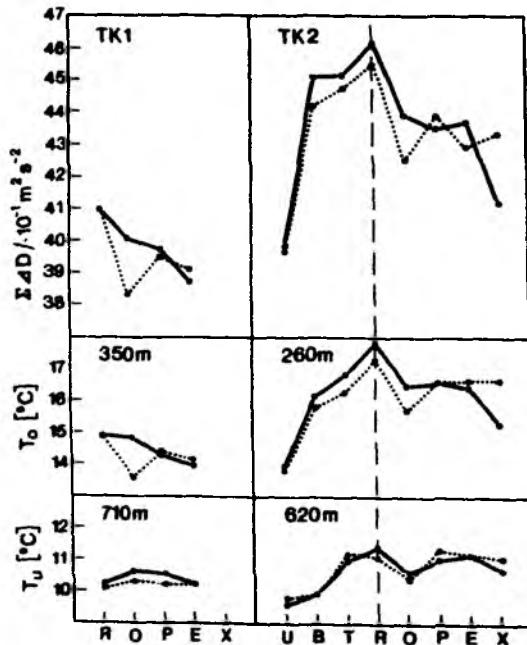


Abb. 29: Mittelwerte der dynamischen Topographie, der Temperaturen des oberen TK-Sensors und des unteren TK-Sensors, jedoch für ausgewählte Einzelereignisse.

4.3.2 Zeitreihen der baroklinen Transporte

Die Abb. 30a und b zeigen die Zeitreihen der relativen Transporte, die den Orten in der Mitte zwischen den Verankerungspositionen zugeordnet werden. Sie geben nur Ausschnitte für einen bestimmten Tiefenbereich und sind nur zur Untersuchung relativer Änderungen geeignet.

Zu beachten ist auch, daß im Fall der Meßphase TK2 größere relative Volumentransporte auftreten, was direkt aus dem höherliegenden Tiefenhorizont dieser Meßphase folgt. Anhand dieser Abbildung wird die Art der zeitlichen Variationen deutlicher. Entlang des Zonalschnitts treten eindeutige Richtungswechsel nur zwischen den Positionen E und P sowie zwischen P und O auf, kein Wechsel in der Richtung findet dagegen zwischen O und R statt. In allen vier Fällen ist der Einfluß der zeitlich längeren Variationen auf die Zeitreihen bestimmend. Die langzeitigen Änderungen erscheinen koordiniert und sind in der zeitlichen Abfolge durch eine gewisse Regelmäßigkeit gekennzeichnet. In Abb. 30 (b) ist vor allem die Transportzeitreihe zwischen B und U durch ihr hohes Niveau beständig nach Osten gerichteter Transporte hervorgehoben.

Fehlende Richtungswechsel auf der Position zwischen R und O sind auf einen höheren südwardigen Mittelwert zurückzuführen. Der Mittelwert nach Süden gerichteter Transporte nimmt auf dem Zonalschnitt nach Osten hin zunächst ab. Dies ist gleichbedeutend mit der Feststellung, daß der prozentuale Zuwachs des relativen Nettotransports bei einer Integration von West nach Ost abnimmt, wie es aus der kumulativen Darstellung der Transporte entlang des Zonalschnittes aus Abb. 31 folgt. Weiterhin ist das nahezu konstante Niveau des Südtransports bei einer Integration bis zur Position P hin bemerkenswert und läßt vermuten, daß dem mittleren Transport Wellensignale überlagert sind.

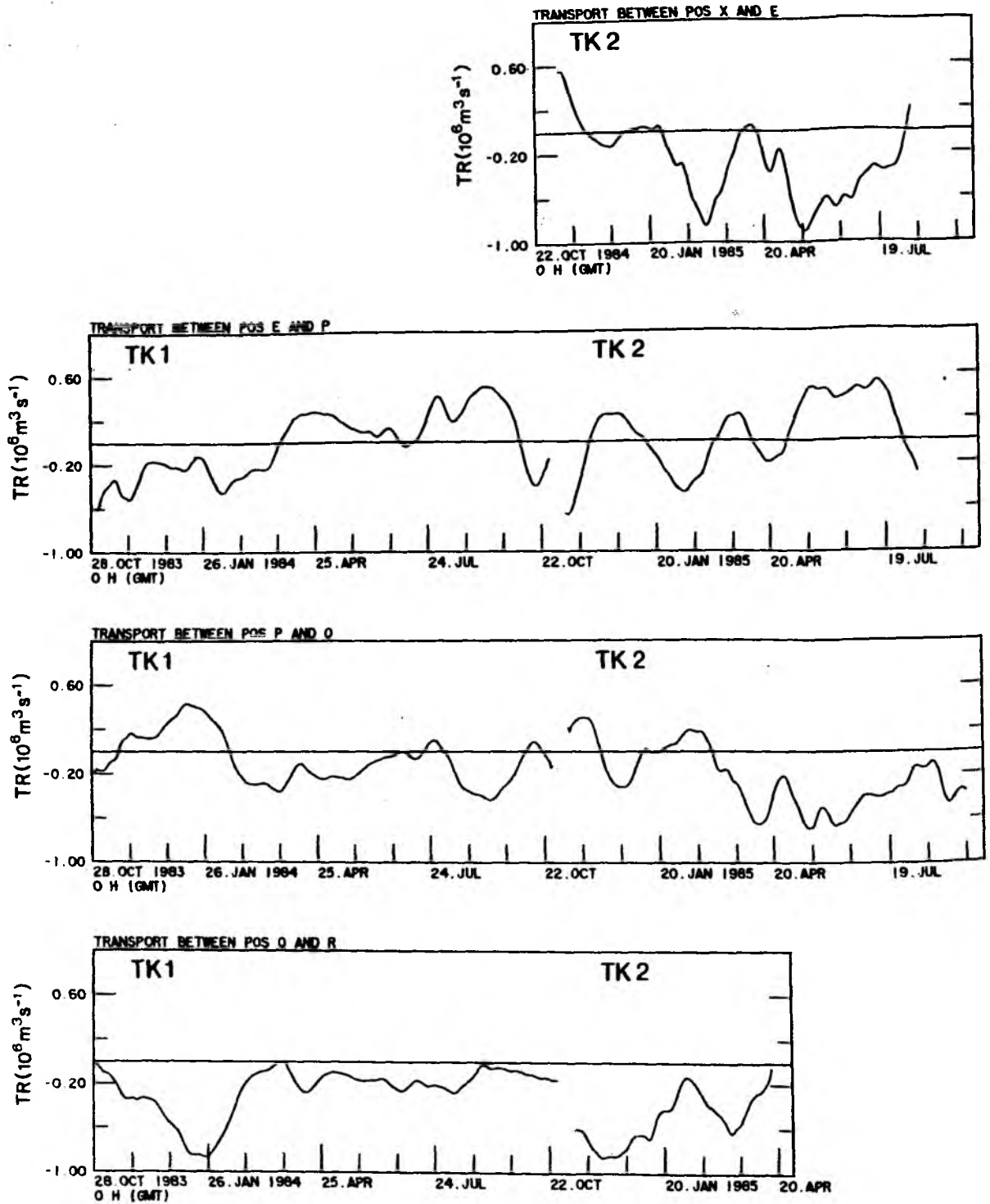


Abb. 30a: Zeitreihen der relativen Transporte zwischen den Verankerungspositionen entlang 28°N

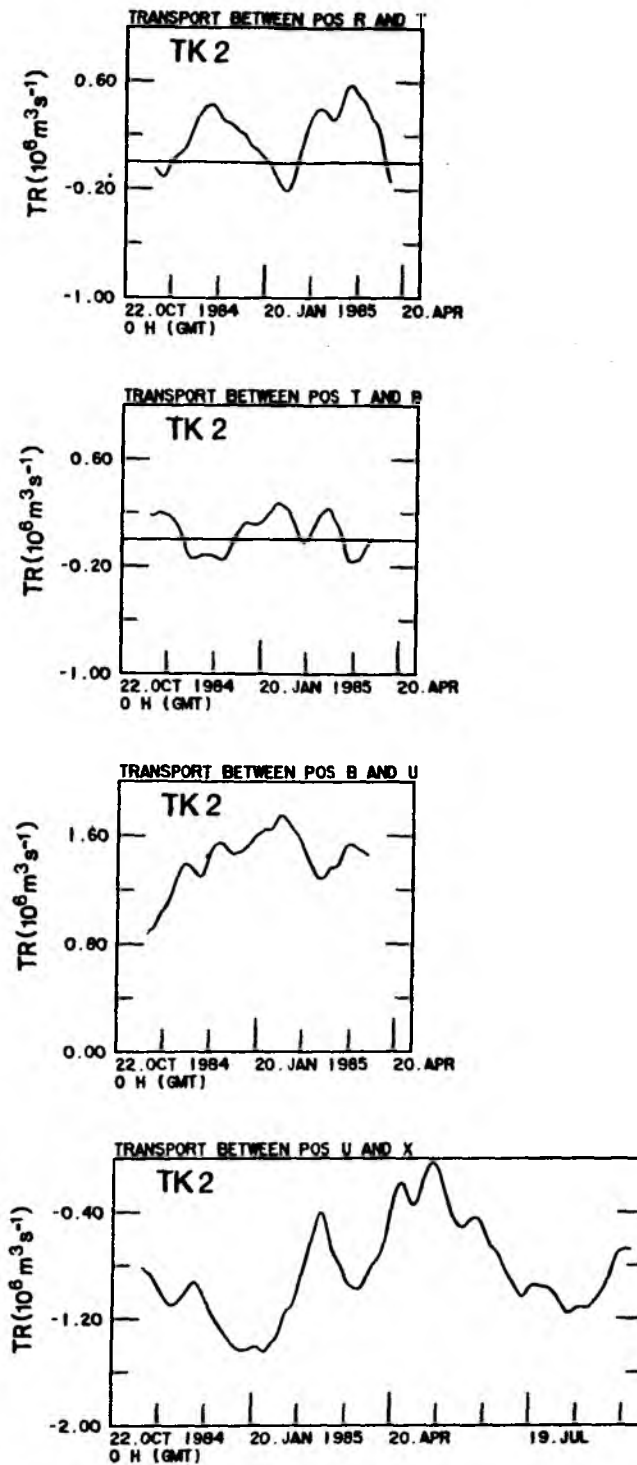


Abb. 30b: Zeitreihen der relativen Transporte zwischen den Verankerungspositionen entlang 27°W und zwischen U und X.

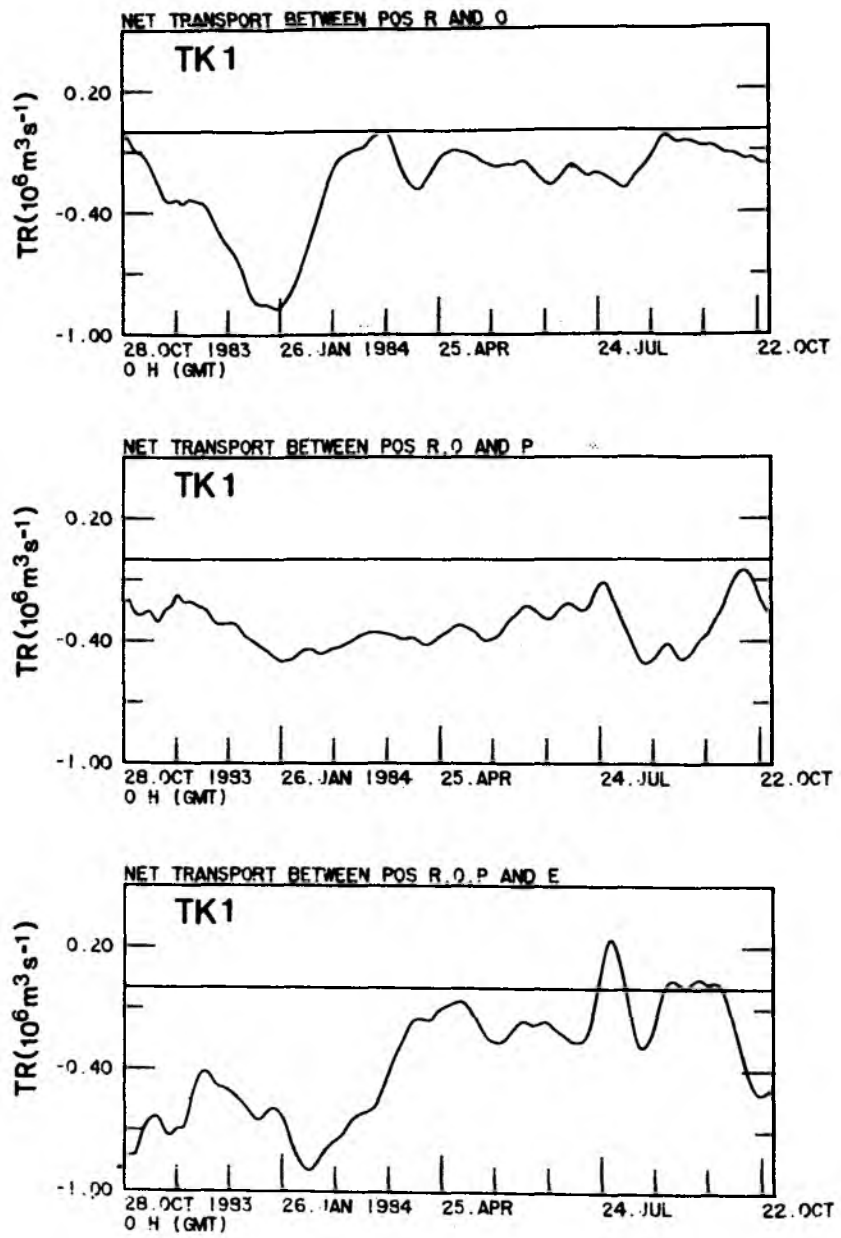


Abb. 31: Kumulative Transportzeitreihen während der Meßphase TK1 von Pos. R bis Pos. E.

Um die zonale Änderung der Mittelwerte der Transporte zu quantifizieren, wird in Abb. 32 die relative Häufigkeit des Auftretens der Südkomponente gezeigt. Darüber hinaus wird diese Darstellung in der gleichen Weise auf die früher behandelten Transportdaten der CTDs (vergl. Abb. 21) ausgedehnt. Durch den nun möglichen Vergleich bestätigt sich die bereits gegebene Feststellung, daß der Bereich südwärtiger Strömungen des westlichen Zweiges des Azorenstroms eher westlich von der Position P, also relativ weit von den Kanarischen Inseln entfernt liegt. Die beobachteten zeitlichen Variationen sind trotz der begrenzten Länge der Zeitreihen gut abgedeckt. Nach Abzug der jeweiligen Mittelwerte besteht nämlich annähernd dieselbe Häufigkeit nord- bzw. süd-wärtiger Komponenten. Der fehlende Richtungswechsel an den westlichen Positionen beruht daher auf einem höheren Mittelwert, Variationen der geostrophischen Komponente sind aber in gleicher Weise vorhanden. Der direkte Vergleich mit den verfügbaren Daten des oberen Strommessers an der jeweiligen Verankerungsposition zeigt eine auffallende Übereinstimmung der Meridional Komponente der Strommesserregistrierungen mit den Ergebnissen, wie sie aus der Analyse des vertikalen Massenaufbaus bei den TK- bzw. CTD-Daten folgen; darüber hinaus ist die nach Westen hin zunehmende Beständigkeit der Südströmung mit einer zunehmenden westlichen Orientierung korreliert (Abb. 33). Das in Kapitel 3 gegebene Bild der Zirkulation entspricht den Ergebnissen aus den mittleren TK-Daten. Erst die zeitliche Darstellung der gemessenen Größen zeigt jedoch, daß Variationen von beträchtlicher Amplitude und unterschiedlich langer Dauer bestehen.

Aus der Summe der Anomalie des Geopotentials (vergl. Abb. 28) entlang der Schnitte X-R und R-U ergibt sich eine Differenz der integrierten Werte zwischen den Eckpositionen X und U, die auf die Aufspaltung des Strömungssystems des Azorenstroms zurückzuführen ist. Eine Weiterführung dieser Untersuchung kann mit Hilfe der Transportdaten durch den Vergleich der Mittelwerte entlang der Schnitte der Verankerungsanordnung erfolgen. Zunächst ist jedoch zu prüfen, inwieweit die Bilanz der Transporte geschlossen werden kann, wenn die zwischen U und X liegende östliche Begrenzung mit in die Rechnungen einbezogen wird. Die Transportdaten werden entlang der Schnitte des TK-Dreiecks zu jedem Zeitschritt aufsummiert und im Verhältnis zu der gleichfalls berechneten Summe der Absolutbeträge als Zeitreihe dargestellt (Abb. 34). Die Gesamtbilanz nähert sich zum Ende der Zeitreihe dem Nullwert. In Relation zum mittleren Gesamtmassenumsatz von $4 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ liegt

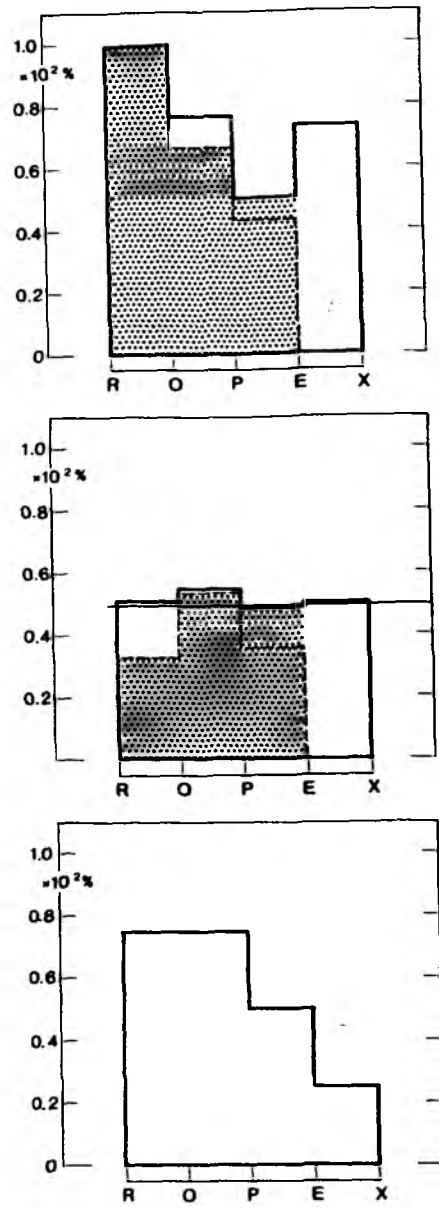


Abb. 32: Häufigkeit des Auftretens der Südkomponente der TK-Transporte; absolut (oben), nach Abzug der Mittelwerte (Mitte) und im Fall der Daten des CTD-Ensembles (unten). Raster: Meßphase TK1.

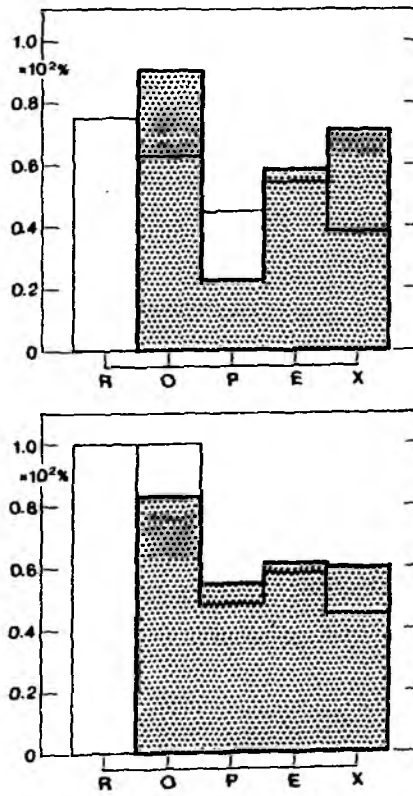


Abb. 33: Häufigkeit des Auftretens der v-Komponente (oben) und der u-Komponente (unten) aus Strommesserdaten. Raster: Meßphase TK1.

der nicht ausgeglichene Anteil von maximal $0.4 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ im Bereich möglicher Rundungsfehler. Das Maximum der oberen Kurve der Abbildung 34 beschreibt möglicherweise höhere Transporte des Azorenstroms im Frühjahr, kann aber auch der Ausdruck frontaler Mäander sein.

In Abb. 35 können die Anteile der im TK-Dreieck auftretenden Transporte verglichen werden. Dominant ist der positive Beitrag zwischen B und U auf dem Meridionalschnitt. Der größere Teil dieses Wassers verläßt zwischen U und X das Dreieck, der noch fehlende Rest wird auf dem Zonalschnitt nach Süden verfrachtet und verläßt zu einem großen Teil zwischen O und R an der westlichen Ecke des Dreieck. Der mittlere Vektor der Transporte im Dreieck ist angenähert nach Osten gerichtet. Eine Extrapolation auf einen größeren Tiefenbereich mit dem Ziel, den angegebenen Werten eine realistische Größenordnung für den Gesamttransport in der Warmwassersphäre zu geben, geschieht in einfacher Weise durch den Vergleich mit dem Ensemblemittelwert, wie er für die CTD's entlang des Zonalschnittes abgeleitet wurde (vergl. Abb. 20), unter den folgenden Voraussetzungen: Sowohl die zeitlichen Mittelwerte der TK-Daten als auch der Ensemblemittelwert aus den CTD-Daten müssen als stabil angesehen werden, was offensichtlich nur näherungsweise erfüllt sein kann. Entlang des Schnittes 1 ergibt sich hochgerechnet ein Ensemblemittelwert von $2.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Für die Schnitte 2 und 3 ergeben sich die entsprechenden Werte aus den relativen Verhältnissen untereinander. Die resultierenden Werte sind in der Tabelle 9 angegeben.

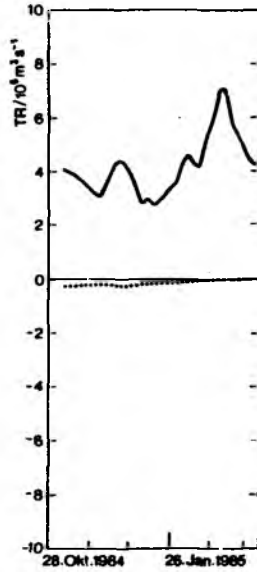


Abb. 34: Summe der Absolutwerte der Transporte (durchgezogene Linie) und Mißbilanz im TK-Dreieck (gestrichelte Linie).

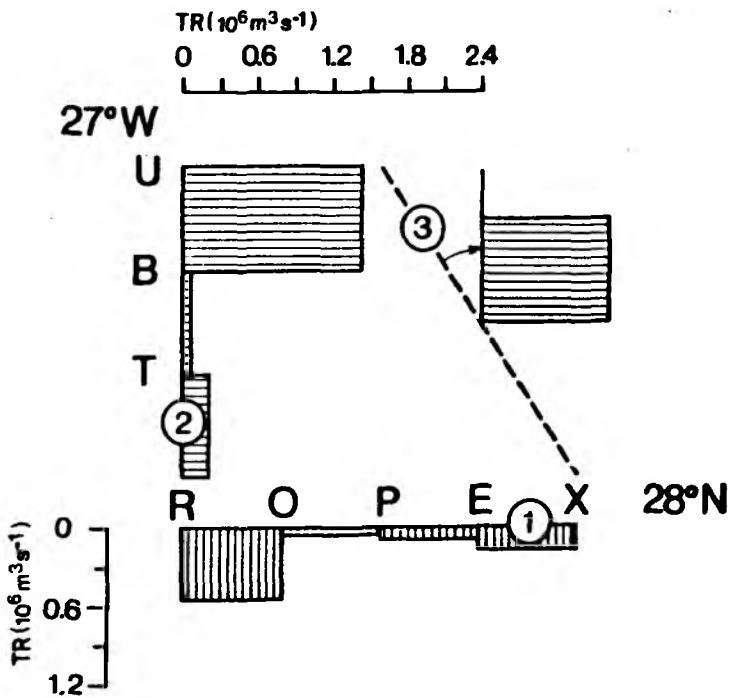


Abb. 35: Relativer Vergleich der gemittelten Volumentransporte entlang 28°N (1), entlang 27°W (2) sowie zwischen U und X (3) im TK-Dreieck.

Die berechneten $5.7 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ für den Schnitt 2 erscheinen für den zonalen Einstrom des Azorenstroms zu gering. Es muß demnach vermutet werden, daß ein Teil des Azorenstroms zumindest zeitweise nördlich des Dreiecks liegt. Die nahegelegte Aufteilung im Verhältnis 1:1,3 der Transporte auf dem Schnitt 1 gegenüber den Transporten auf dem Schnitt 3 korrespondiert jedoch mit den bisherigen Ergebnissen.

Tabelle 9: Vergleich der Mittelwerte der TK-Transportreihen und Extrapolation auf CTD-Ensemblemittel (28°N). Begrenzende Schnitte 1 - 3 im TK-Dreieck entsprechend Abb. 35.

Schnitte	TR / $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	$\frac{\text{TR}}{\text{TR}_M} / 10^2 \%$	TR _r / $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
1	0.8	44	2.5
2	1.8	100	5.7
3	1.0	56	3.2

TR : mittlere relative Volumentransporte aus den TK-Transportzeitreihen

TR_M: Maximalwerte der berechneten relativen Volumentransporte aus den TK-Transportzeitreihen

TR_r: extrapolierte Werte absoluter Volumentransporte zwischen 0 und 1500 dbar aus dem Vergleich mit den Volumentransporten des CTD-Ensemblewertes entlang des Zonalschnitts und den prozentualen Verhältnissen der relativen Volumentransporte im TK-Dreieck.

4.4 Beschreibung der zeitlichen Varianz

Wie die Zeitreihen bereits zeigen, gibt es neben langen zeitlichen Variationen auch kurzperiodische Schwankungen bei einer Dauer von wenigen Tagen. Zwischen diesen zeitlichen Skalen muß aber unterschieden und ihr jeweiliger Anteil an der Gesamtvarianz der Zeitreihen bestimmt werden, wenn die Korrespondenz zwischen den räumlichen und zeitlichen Strukturen und langperiodischen Wellen überprüft werden soll. Die integrale Zeitskala der lokalen Schwankungen kann bei Vorherrschen einer bestimmten Zeitskala aus der Autokorrelationsfunktion der jeweiligen Zeitreihe berechnet werden, deren erster Nulldurchgang als der zeitliche Maßstab, über den die Schwankungen auf einer festen Position korreliert sind, bestimmt wird. Dieser zeigt keine größeren Variationen auf den verschiedenen Positionen und liegt in allen Fällen zwischen 20 und 40 Tagen (vergl. Abb. 36).

Mit Hilfe der Gleichung

$$\bar{T}(t) = \frac{1}{\Delta t} \cdot \int_{t-\frac{\Delta t}{2}}^{t+\frac{\Delta t}{2}} T(\tau) d\tau$$

wird zu jedem Zeitschritt der Mittelwert über das Intervall Δt definiert, so daß die auftretenden lokalen Schwankungen aus

$$T'(t) = T(t) - \bar{T}(t)$$

berechnet werden können. Ihre relative Bedeutung ergibt sich im folgenden aus ihrem Anteil an der Gesamtvarianz der jeweiligen Meßreihe. In gleicher Weise werden diese Berechnungen auch für die TK-Transportzeitreihen durchgeführt.

In Abb. 36 wird die abschnittsweise berechnete Varianz der Gesamtvarianz der Meßreihen gegenübergestellt. Es folgt daraus, daß ein nicht unerheblicher Anteil von ca. 25 % in der Energie der Variationen auf den kurzperiodischen Vorgängen beruht. Bei den Zeitreihen der Temperatur als auch bei den TK-Transporten beobachtet man eine auffällige räumliche

Änderung auf dem Zonalschnitt mit hohen Werten der gesamten Varianz auf östlichen Positionen. Die Übereinstimmung mit der zuvor gegebenen Darstellung der CTD-Transportdaten der Abb. 21 in Kapitel 4.1 ist offensichtlich, wo in gleicher Weise nach Westen hin abnehmende Werte der Varianz beobachtet werden.

Der dominierende Einfluß der längerperiodischen Vorgänge auf die Zeitreihen zeigt sich auch bei einem Vergleich der Varianz im Fall der Strommesserdaten mit der mittleren, komponentenweise berechneten Energie (Abb. 37). Zugleich erhält man zusätzliche Informationen über die Zonalkomponente entlang des Zonalschnitts auf 28°N . Gegenüber der mittleren Energie hat die Gesamtvarianz ein deutlich höheres Niveau; die Varianz der lokalen Schwankungen ist geringer, aber mit einem Anteil von etwa 15 % an der Gesamtvarianz nicht vernachlässigbar.

Die Meridional Komponente ist gegenüber der zonalen Komponente offenbar nicht durch eine höhere Energie hervorgehoben, wie es bei der NEADS-1-Verankerung beobachtet wurde (MÜLLER, 1987). Einschränkend muß aber daran erinnert werden, daß in die vorliegende Darstellung nur die Daten eines Strommessers bei vergleichsweise geringer zeitlicher Mittelung eingegangen ist.

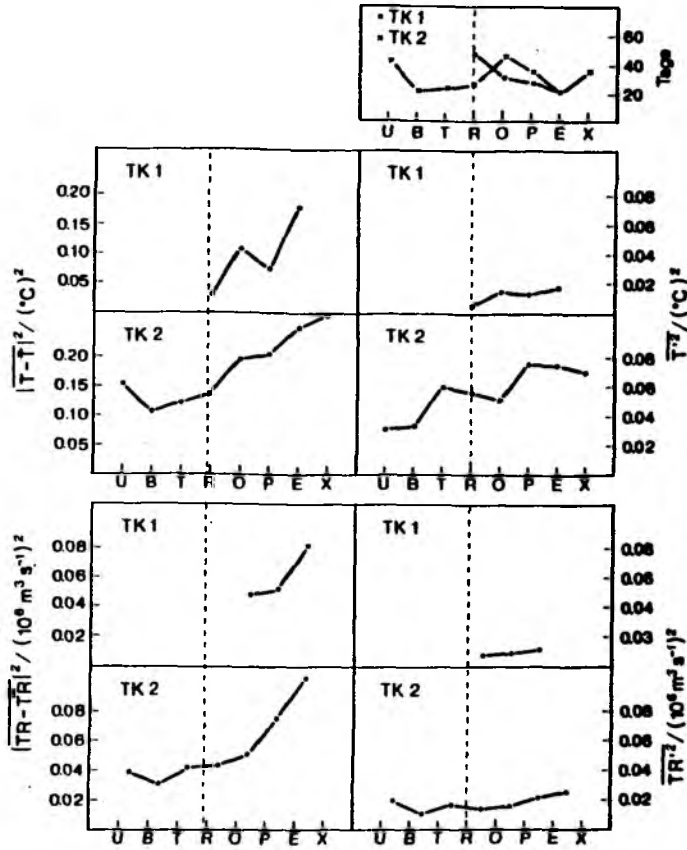


Abb. 36: Statistische Parameter der Temperatur- und Transportzeitreihen (T , T' bzw. TR , TR') an den Verankerungspositionen X - U für die Meßphasen TK1 und TK2. Erster Nulldurchgang der Autokorrelationsfunktion in Tagen. Gesamtvarianz (Mittelungsintervall gleich Gesamtlänge der Meßreihen - links) und Fluktuationsvarianz (Mittelungsintervall gleich erster Nulldurchgang der Autokorrelationsfunktion).

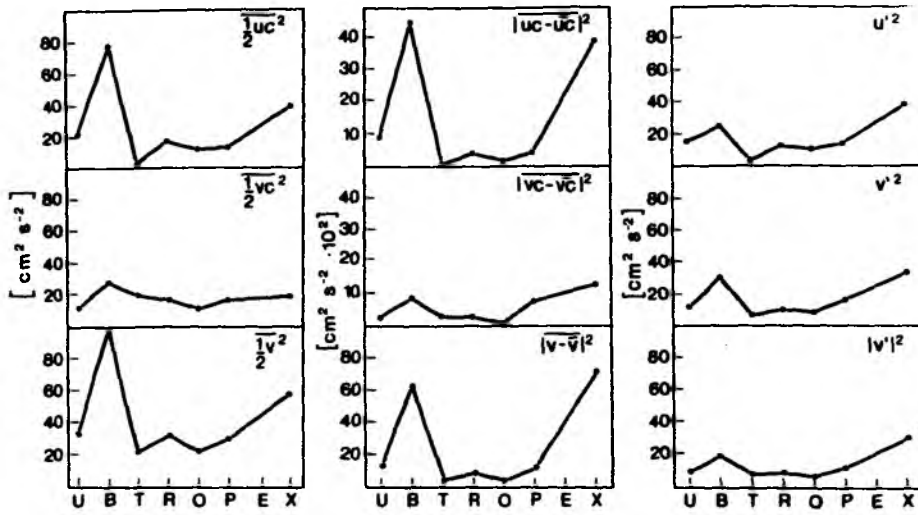


Abb. 37: Statistische Parameter der Strommesserzeitreihen an den Verankerungspositionen X - U für die Meßphase TK2. Über den Zeitraum der Aufzeichnungen berechnete Energie (links), Gesamtvarianz (Mitte) und Fluktuationsvarianz (rechts) für die Zonalkomponente (uc , u') und die Meridional Komponente (vc , v') bzw. den Betrag des Vektors (\vec{v}).

5. ROSSBYWELLEN IM KANARENBECKEN

5.1 Konzeption eines Modells

Im vorangegangenen Kapitel wurden räumliche und zeitliche Schwankungen der Transporte entlang des Zonalschnitts beschrieben, die sich einerseits in wechselnden Transportrichtungen bei den wiederholten CTD-Schnitten ausdrückten (Abb. 17), zum anderen in zeitlichen Variationen der Transporte aus den Zeitreihen der TK-Daten. Die wiederholte Richtungsumkehr der aus den TK-Daten berechneten geostrophischen Stromkomponenten (Abb. 38) legt eine Korrespondenz beider Beobachtungen nahe und führt zu der Frage, ob die Schwankungen der Transporte möglicherweise auf der Ausbreitung langperiodischer Wellen beruhen, wobei die horizontalen und zeitlichen Skalen über eine Dispersionsrelation gekoppelt sein müßten. Auf der Basis der TK-Daten entlang des Zonalschnitts kann in einem Modell der Mechanismus einer Wellenausbreitung formuliert und im Sinne einer LEAST-SQUARE-Aufgabe an die Meßdaten angepaßt werden. Im Hinblick auf die beobachteten Skalen der Transportschwankungen besteht die Vermutung, daß die Variationen durch barokline Rossbywellen verursacht sind. Anhand der Dispersionsrelation freier Rossbywellen kann geprüft werden, ob die gefundenen Wellenlösungen des Modells mit Rossbywellen verträglich sind.

Die Anpassung der Daten an ein Wellenausbreitungsmodell wird im Hinblick auf die größere Homogenität des Datensatzes nur für den Zonalschnitt vorgenommen. Allerdings ergeben sich in diesem Fall nur Approximationen der zonalen Komponente der Wellenzahl, der Betrag der meridionalen Wellenzahl kann aber bei Annahme barokliner Rossby-Wellen indirekt mit Hilfe der Dispersionsrelation bestimmt werden. Insofern korrespondiert die Analyse mit derjenigen von PRICE und MAGAARD (1982), in der barokline Rossbywellen ebenfalls mit einer eindimensionalen Modellformulierung auf einem Schnitt zwischen Honolulu und San Francisco untersucht werden. Nach PRICE und MAGAARD (1982) ist das Konzept der eindimensionalen Formulierung wenig kritisch, wenn der Wellenzahlenvektor der Lösungen des Modells zu der Orientierung des Schnittes eine deutliche Normalkomponente aufweist. Nach den Modellrechnungen von KRAUSS und WÜBBER (1982) und WÜBBER (1986) haben barokline Rossbywellen im Nordostatlantik generell eine nordwärtige Komponente der Phasenausbreitung, so daß die zonale Orientierung der Datenpunkte in diesem Fall akzeptabel erscheint.

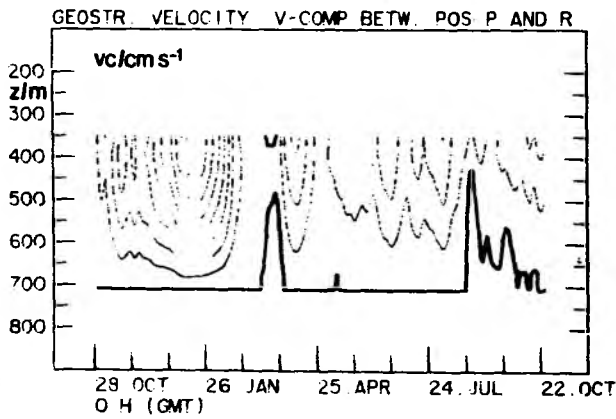
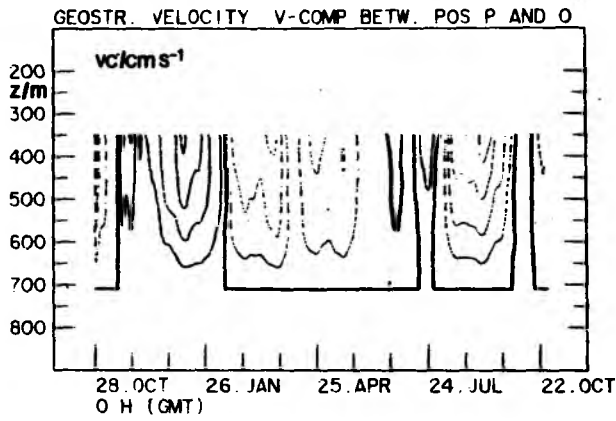
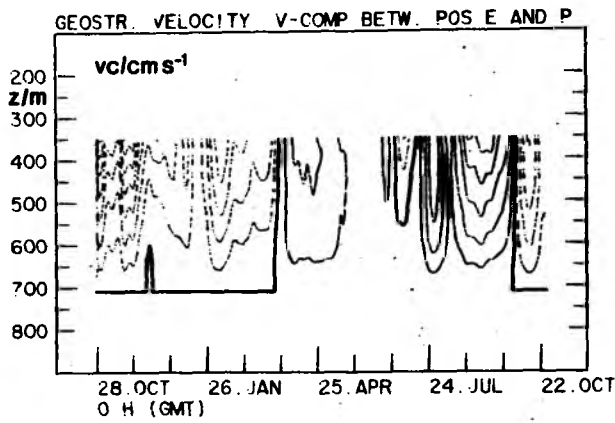


Abb. 38: Zeitreihen der relativen geostrophischen Geschwindigkeiten während der Meßphase TK1.

Das gemeinsame Prinzip aller Untersuchungen, die Beobachtungen von zeitlichen und räumlichen Variationen ozeanischer Meßgrößen durch Wellen zu beschreiben, liegt darin, Modelle zu formulieren, die auf dem Konzept einer Superposition von Wellen beruhen, und die freien Parameter der Wellengrößen an die Daten anzupassen. Meist geschieht dies in der Art, daß die quadratische Summe der Abweichungen zwischen den reellen Daten und der Modellannahme minimiert wird ('Least-Square'-Verfahren). Dies geschieht einerseits durch Anpassung im Frequenzbereich (z.B. EMERY und MAGAARD, 1976) oder deterministisch als Approximation im Zeitbereich (z.B. McWILLIAMS und FLIERL, 1975). Eine spektrale Formulierung eines Modells ist im vorliegenden Fall der Daten nicht möglich, da im Hinblick auf die zu analysierenden großen räumlichen und zeitlichen Skalen nicht genügend Freiheitsgrade der Beobachtungen vorhanden sind. Unter diesen Bedingungen erscheint eine deterministische Formulierung sinnvoll.

PRICE und MAGAARD (1982) diskutieren beide Methoden. Der Grundsatz der spektralen Methode liegt in der Annahme stochastischer Amplituden und Phasenbeziehungen zwischen den Elementarwellen. PRICE und MAGAARD (1982) vergleichen ihre Ergebnisse von Rossbywellenlösungen für den XBT-Schnitt zwischen Honolulu und San Francisco mit den Lösungen von WHITE und SAUR (1981), die auf einer deterministischen Analyse derselben Daten beruhen. Dieser Vergleich liefert eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Methoden. In der Nähe der möglichen Quellregion der baroklinen Rossbywellen im östlichen Randstromsystem (bis etwa 2000 km Entfernung zur Küste) liefert die spektrale Approximation weniger konsistente Ergebnisse als der deterministische Ansatz. Dahinter steht der physikalische Aspekt, daß deterministische Phasenbeziehungen der Rossbywellen zum Antriebsmechanismus bei zunehmendem Quellabstand allmählich verlorengehen (PRICE und MAGAARD, 1982).

Die Schlußfolgerung ist, daß beide Methoden sich gegenseitig ergänzen, wobei in Regionen des offenen Ozeans bei sehr großer Küstenentfernung der spektrale Ansatz vorzuziehen ist. Umgekehrt ist der deterministische Ansatz im Falle dieser Analyse naheliegend. Wegen der nur teilweisen vertikalen Überdeckung der Wassersäule mit Meßdaten ist eine Bestimmung der modalen Struktur aus den Meßdaten nicht möglich. Setzt man dagegen einen dominierenden 1. Mode voraus (vergl. MÜLLER, 1987), so läßt sich für die Transportzeitreihen eine sinnvolle Wellenanpassung durchführen. Deshalb wurden im folgenden Transportzeitreihen und nur zusätzlich ausgewählte Temperaturzeitreihen verwendet. Außerdem lassen sich die auf unterschiedlichen Tiefen-

horizonten vorliegenden Datensätze für die beiden Meßphasen leichter zusammenfügen. Ferner ist ein Vergleich mit den Transportberechnungen aus den hydrographischen Daten möglich.

5.2 Beobachtungen von Rossbywellen

Eine Reihe von Autoren hat sich in den vergangenen Jahren mit der Frage auseinandergesetzt, welchen Anteil Rossbywellen an der Variabilität der Bewegungsvorgänge im Ozean haben. Hinreichende Datensätze sind in der Regel nicht vorhanden, um dieses Problem umfassend zu behandeln, da die charakteristischen Variationen einen weiten Bereich möglicher Skalen einnehmen. Sowohl Bereiche von Wochen und mehreren Monaten sowie horizontaler Skalen von mehreren hundert Kilometern, als auch Perioden bis zu 10 Jahren und Wellenlängen von vielen tausend Kilometern können auftreten. Die Mehrzahl der Beobachtungen ist daher auf begrenzte Bereiche von Wellenlängen und Perioden beschränkt, die von der Art der analysierten Daten bestimmt sind.

Umfangreiche Untersuchungen auf der Basis mehrjähriger und weiträumiger XBT-Messungen stammen aus dem Pazifik, wo nach EMERY und MAGAARD (1980), WHITE (1976) und KANG und MAGAARD (1980) barokline Rossbywellen mit Jahresperiode und Wellenlängen von 300 - 1800 km die langperiodischen Änderungen der vertikalen Isothermenverlagerung bestimmen. Aber auch Variationen weitaus größerer Periode und größerer horizontaler Skalen werden beobachtet. So ergaben die Analysen von PRICE und MAGAARD (1980) maximale potentielle Energie im Zeitbereich zwischen 7 und 10 Jahren und bei möglichen Wellenlängen barokliner Rossbywellen von 1000 bis 3000 km. In allen Fällen besteht eine Dominanz der ersten vertikalen Eigenfunktion, und entsprechende Rossbywellen des 1. baroklinen Mode haben einen Anteil von bis zu 75 % an der Varianz der Fluktuationen. Die beobachteten maximalen Partikelgeschwindigkeiten betragen wenige cm s^{-1} , typische Phasengeschwindigkeiten liegen in der Größenordnung 1 cm s^{-1} .

Beobachtungen im Nordatlantik stammen im wesentlichen aus den Feldexperimenten von MODE und POLYMODE (MODE-GROUP, 1978). Einige Beobachtungen sind konsistent mit der Annahme barokliner Rossbywellen, die in linearer Superposition zweier Wellenzüge der 1. vertikalen Ordnung die Wirbelstrukturen einzeln aufgelöster Eddies gut beschreibt (McWILLIAMS und ROBINSON, 1974). Bis zu 90 % der Varianz der Geschwindigkeiten aus Verankerungsdaten konnten

nach McWILLIAMS und FLIERL (1975) durch die Kombination zweier barokliner Rossbywellen mit dem barotropen Mode approximiert werden. Ein Teil der Beobachtungen ließ aber nicht-lineare Wechselwirkungen zwischen den 'Elementarwellen' und topographische Effekte vermuten, da im MODE-Gebiet die Bodenneigungen nicht zu vernachlässigen sind (McWILLIAMS und FLIERL, 1975).

Mögliche Anregungsmechanismen barokliner Rossbywellen werden in Modellrechnungen behandelt. Atmosphärische Druckschwankungen und variable Auftriebsflüsse haben nach MAGAARD (1977) nur geringe Bedeutung, eine größere Effizienz liegt in den variablen Windfeldern. Die Anregung erfolgt nach FRANKIGNOUL und MÜLLER (1979) durch die Rotation der Windschubspannung oder auch direkt durch Variationen im lokalen Windschub (WHITE und SAUR, 1981). Nach KRAUSS und WÜBBER (1982) ist eine indirekte Erzeugung der Rossbywellen am Ostrand am wahrscheinlichsten. Die Antriebsfunktion des Windes wird bei KRAUSS und WÜBBER (1982) als zonal engbegrenztes Band mit Jahresperiode modelliert, wobei Rossbywellen der ersten vertikalen Ordnung und Wellenlängen um 1800 km angeregt werden. Zusätzliche Effekte der Kugelgeometrie sowie der Einfluß variabler Küstenlinien und der Bodentopographie werden von WÜBBER (1986) behandelt. Der Mittelatlantische Rücken bewirkt eine effektive Abschirmung der Ausbreitung der Rossbywellen nach Westen; ein größerer Einfluß der Bodentopographie auf das Wellenfeld im Ostatlantik besteht dagegen nicht. Typische Wellenlängen liegen um 1000 km, die Perioden betragen entsprechend der Anregungsfunktion ein Jahr. Einen dynamischen Bezug zu östlichen Randstromsystemen geben PHILANDER und YOON (1982) an. Rossbywellen entstehen durch die Dispersion des 'coastal-jet' infolge der Advektion von höheren in niedere Breiten und der Änderung in der Vorticitybalance.

5.3 Ableitung und Darstellung der Dispersionsrelation

Rossbywellen stellen in erster Linie horizontale, geostrophisch balancierte Bewegungen dar, deren Existenz in der Breitenabhängigkeit des Coriolisparameters begründet ist und deren Wellengleichung sich aus den Vorticitygleichungen ableitet. Die beschreibenden Grundgleichungen sind auf der β -Ebene die linearisierten Bewegungsgleichungen, mit denen Wellenvorgänge begrenzter Amplitude als Abweichungen von einem hydrostatischen Gleichgewichtszustand beschrieben werden können. Die Ableitung der wesentlichen

Gleichungen findet sich bei LeBLOND und MYSAK (1978) und soll abgekürzt an dieser Stelle wiedergegeben werden, da die charakteristischen Gleichungen grundlegend für die weitere Analyse sind.

Ausgangspunkt einer Wellenanalyse ist die Vorticityverhaltungsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla_h^2 v + \beta \frac{\partial v}{\partial x} + \left(\frac{\partial^3}{\partial t^3} + f^2 \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left[N^{-2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{N^2}{g} v \right) \right] = 0 \quad (1)$$

Diese Gleichung beschreibt, daß zeitliche Änderungen der relativen Vorticity eines Flüssigkeitsvolumens durch die Änderung der planetarischen Vorticity oder den 'Stretching'-Term der Vorticity kompensiert werden. Der übliche Weg, die Wellenlösungen der Gleichung (1) zu erhalten, liegt in einem Separationsansatz der Variablen.

$$v(x,y,z,t) = F_n(z) \cdot v_n(x,y,t) \quad (2)$$

wobei n der Index für die verschiedenen vertikalen Moden und F die vertikale Strukturfunktion ist. Die engere Bedeutung dieses Prinzips liegt in der Aufspaltung der vertikalen und der zeitabhängigen horizontalen Struktur, so daß zwei Gleichungen folgen, wenn (2) in (1) eingebracht wird.

Es sind diese:

$$\frac{d^2 F_n}{dz^2} - \frac{N^2}{g} \frac{dF_n}{dz} + \frac{N^2}{gh_n} F_n = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla_h^2 v_n - \frac{1}{gh_n} \left(\frac{\partial^3}{\partial t^3} + f^2 \frac{\partial}{\partial t} \right) v_n + \beta \frac{\partial v_n}{\partial x} = 0 \quad (4)$$

Erstere stellt das bekannte Eigenwertproblem dar, dessen Lösungen in den Grenzen $-H < z < 0$ unter Randbedingungen für $z = -H$ und $z = 0$ zu jeder gegebenen Dichteverteilung $N(z)$ die Eigenfunktionen $F_n(z)$ und die dazugehörigen Eigenwerte h_n ergeben. h_n bedeutet die für den jeweiligen Mode charakteristische 'Äquivalenttiefe'. Die Gleichung (4) stellt die charakteristische Wellengleichung dar, wenn man berücksichtigt, daß die Perioden

der Rossbywellen größer als die Trägheitsperiode sind, so daß gilt:

$$\frac{\partial^3 v_n}{\partial t^3} \ll f^2 \frac{\partial v_n}{\partial t} \quad (5)$$

Dann folgt aus (4)

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla_h^2 v_n - \frac{f^2}{gh_n} \frac{\partial v_n}{\partial t} + \beta \frac{\partial v_n}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

Dies ist die Gleichung für freie Rossbywellen, so daß man mit dem Wellenansatz für horizontale Wellen mit Wellenzahlen κ und η bzw. der Frequenz ω

$$v_n = \tilde{v}_n e^{i(\kappa x + \eta y - \omega t)} \quad (7)$$

die Dispersionsrelation in allgemeiner Form erhält:

$$\omega_n = \frac{-\beta \kappa}{k^2 + f^2/gh_n} \quad \text{mit } k^2 = \kappa^2 + \eta^2 \quad (8)$$

Es kann gezeigt werden, daß bei der Annahme konstanter Dichteschichtung die Äquivalenttiefen h_n durch die Beziehungen

$$h_0 = H \quad (9)$$

$$h_n = N^2 H^2 / g \pi^2 \quad (10)$$

(vergl. LeBLOND und MYSAK, 1978) gegeben sind, so daß sich (8) umschreiben läßt zu

$$\omega_0 = \frac{-\beta \kappa}{k^2 + 1/r_e^2} \quad \text{barotroper Fall} \quad (11)$$

$$\omega_n = \frac{-\beta \kappa}{k^2 + (n\pi/r_i)^2} \quad \text{barokline Moden} \quad (12)$$

worin $r_e = (gH/f^2)^{1/2}$ und $r_i = NH/f$ den äußeren bzw. den inneren Rossbyradius bedeuten und H die Wassertiefe ist.

Die prinzipielle Eigenschaft dieser Wellen ist ihre westwärtige Phasenausbreitung. Der barotrope Fall soll im weiteren nicht näher untersucht werden, da klar ist, daß die vorliegenden Daten nicht geeignet sind, barotrope Rossbywellen zu untersuchen. Zugleich soll die folgende Einschränkung gelten: Die Daten sind nur auf einen geringen Tiefenhorizont beschränkt, so daß nicht erwartet werden kann, mehrere barokline Moden vertikal zu trennen. Stattdessen wird angenommen, daß der Hauptteil der Energie auf den ersten baroklinen Mode beschränkt ist. Diese Annahme ist aber sicher begründet. Die Analysen der NEADS-Verankerungen haben ergeben, daß die Vertikalstruktur nahezu vollständig durch den ersten Mode allein beschrieben werden kann und dieser bis zu 60 % der Energie trägt (T. MÜLLER, 1987). KANG und MAGAARD (1980) haben gezeigt, daß die Vertikalstruktur langer barokliner Wellen durch den ersten vertikalen Mode bestimmt ist. Auch Modellrechnungen haben ergeben, daß für Zeitskalen 0 (1 Jahr) höhere barokline Moden ohne Bedeutung sind (KRAUSS und WÜBBER, 1982; LIPPERT und KÄSE, 1986). Die vorliegenden Daten zeigen zudem im Tiefenhorizont der Messungen eine deutliche vertikale Kohärenz der Strukturen, so daß aus diesen Gründen auch in dieser Arbeit nur Rossbywellen der ersten vertikalen Ordnung angenommen werden.

Neben der westwärtigen Phasenausbreitung haben Rossbywellen eine weitere Eigenschaft, die sich ebenfalls aus der Dispersionsrelation ableiten läßt. Es besteht eine breitenabhängige obere Grenze der Frequenz ω_c , die verbietet, daß bei gegebener Breite Rossbywellen mit höherer Frequenz als der Grenzfrequenz auftreten. Es läßt sich zeigen, daß diese für den 1. Mode gegeben ist durch die Beziehung

$$\omega_c = \frac{\beta \cdot NH}{2\pi f} \quad (13)$$

wobei die Bedingung gilt, daß

$$\omega < \omega_c \quad (14)$$

ist.

Für die Phasengeschwindigkeit barokliner Rossbywellen (1. Mode) gilt

$$\bar{c} = \frac{1}{k_n^2(k_n^2 + (\frac{\pi}{r_i})^2)} (-\beta \kappa^2, -\beta \kappa \eta) \quad (15)$$

und $k_n^2 = \kappa^2 + \eta^2$

Die Gleichung der Gruppengeschwindigkeit ist

$$\bar{c}_g = \frac{\beta}{(k_n^2 + (\frac{\pi}{r_i})^2)^2} (\kappa^2 - \eta^2 - (\frac{\pi}{r_i})^2, 2\kappa \eta) \quad (16)$$

Für weitere Überlegungen entscheidend ist die Frage, ob der mögliche Periodenbereich, der sich aus den Beziehungen (13) und (14) berechnen läßt, in der Größenordnung dessen liegt, was für die in den Zeitreihen zu beobachtenden Variationen angenommen werden kann. Für diese Abschätzung können mittlere Werte der auftretenden Größen zugrunde gelegt werden.

Es folgt aus

$$\begin{aligned} \beta &\approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1} \\ f &\approx 7.3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1} \\ \text{für } \phi &= 30^\circ \text{ und} \\ H &\approx 5 \cdot 10^3 \text{ m} \\ N &\approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

daß $T_c \approx 160$ Tage ist, so daß mögliche Perioden barokliner Rossbywellen des ersten Modes durch $T > 160$ Tage gegeben sind. Es wird klar, daß nur die längeren Variationen, die in den Zeitreihen beobachtet wurden, dieser Bedingung genügen können.

Die Abb. 39 gibt einen Überblick über die möglichen Perioden und Wellenlängen bei den vorliegenden mittleren Verhältnissen. Die dargestellte Dispersionsrelation macht die außerordentlich großen räumlichen und zeitlichen Skalen dieser Wellen deutlich. Direkt nach Westen laufende Wellen, für

die $\eta = 0$ gilt, weisen bei gegebener Wellenlänge λ jeweils geringere Perioden auf als Wellen mit einer zusätzlichen nordwärtigen Komponente der Phasenausbreitung. Bei Variation von η zwischen 0 und κ ergibt sich für die Halbjahresperiode ein Wellenlängenbereich zwischen 180 und 480 km, und für die Jahresperiode findet man einen Bereich bei kurzen Wellen um 100 km sowie bei langen Wellen zwischen 840 und 1240 km.

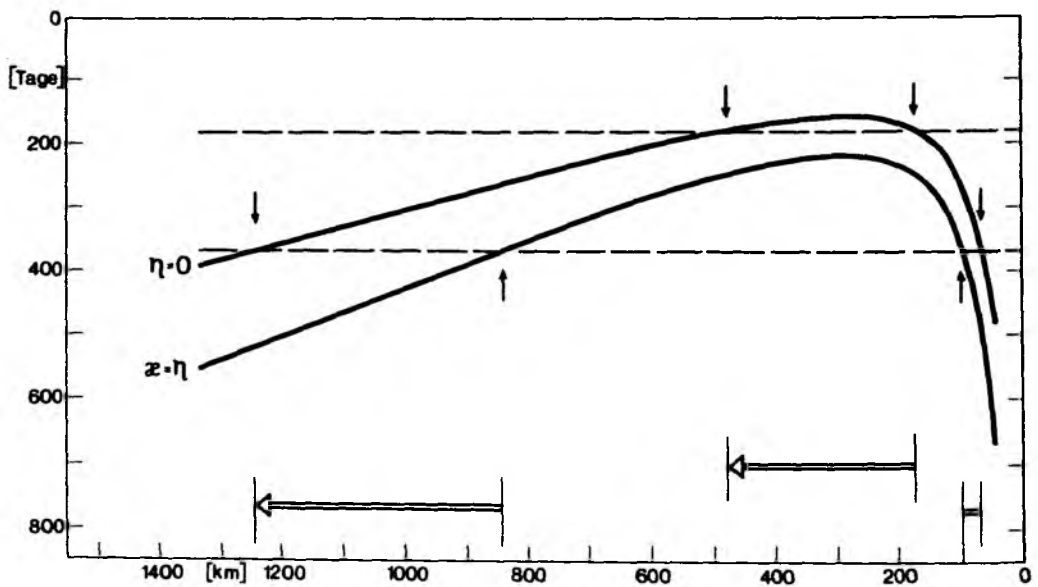


Abb. 39: Dispersionsrelation für Rossbywellen des ersten baroklinen Modes bei mittleren Werten für H und N . Für rein nach Westen gerichtete Ausbreitung gilt $\eta = 0$, bei einer um den Winkel von 45° polwärts gerichteten Ausbreitung ist $\kappa = \eta$. Pfeile markieren Wellenlängenbereiche der Halbjahres- bzw. der Jahresperiode.

5.4 Formulierung des Modells zur Anpassung der Transportzeitreihen

Das Modell geht von der Überlegung aus, daß die zeitlichen Variationen an den Verankerungspositionen durch einen deterministischen Wellenvorgang hervorgerufen werden und eine Least-Square Aufgabe formuliert werden kann, um eine Anpassung an die Meßdaten vorzunehmen. Im Fall der Zeitreihen der Transportdaten kann das Problem wie folgt formuliert werden: Das horizontale Geschwindigkeitsfeld der Meridional Komponente ist bei Überlagerung mehrerer barokliner Wellenzüge des 1. Mode gegeben durch

$$v(x,z,t) = \sum_1 A_1 \cdot \sin(\kappa_1 x - \omega_1 t + \phi_1) F_1(z) \quad (17)$$

wobei A_1 die Amplituden,

κ_1 die horizontalen Wellenzahlen in x-Richtung,

ω_1 die Frequenzen und

ϕ_1 die Phasen

der Elementarwellen 1 sind und $F_1(z)$ die vertikale Eigenfunktion ist, die sich aus dem Eigenwertproblem der Gleichung (3) ergibt.

Um eine Darstellung für die Zeitreihen des baroklinen Transports (TR) zu erhalten, wird (17) horizontal jeweils zwischen den Einzelpositionen integriert, wobei die folgende Vereinbarung gilt:

x_j : Stützstellen für $j = 1, 4$

Δx : Horizontalabstand

mit $\Delta x = \frac{L}{2}$, L : Positionsabstand

Es folgt:

$$\int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} v(x,z,t) dx = \sum_1 A_1 \cdot F_1(z) \cdot \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \sin(\kappa_1 x - \omega_1 t + \phi_1) dx \quad (18)$$

$$v(x_j, z, t) = \sum_1 - \frac{A_1}{\kappa_1} F_1(z) \cdot \cos(\kappa_1 x - \omega_1 t + \phi_1) \Big|_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \quad (19)$$

Einsetzen der oberen und unteren Integrationsgrenzen und Anwendung der trigonometrischen Beziehung

$$\cos \alpha - \cos \beta = -2 \sin \frac{\alpha+\beta}{2} \sin \frac{\alpha-\beta}{2} \quad (20)$$

liefert

$$\bar{v}(x_j, z, t_k) = \sum_1 \frac{2A_1}{\kappa_1} F_1(z) \cdot \sin(\kappa_1 x_j - \omega_1 t_k + \phi_1) \sin(\kappa_1 \Delta x) \quad (21)$$

Unter der Vereinbarung, daß

$$a_{1jk} = \kappa_1 x_j - \omega_1 t_k + \phi_1 \quad (22)$$

$$b_1 = \kappa_1 \cdot \Delta x \quad (23)$$

für diskrete Zeitschritte t_k ist, und der nachfolgenden vertikalen Integration über z in den Grenzen $z = z_0$ und $z = 0$ ergibt sich

$$TR(x_j, t_k) = 2 \cdot \sum_1 \frac{A_1^*}{\kappa_1} \cdot \sin a_{1jk} \cdot \sin b_1 \quad (24)$$

und

$$A_1^* = A_1 \cdot \int_{z_0}^0 F_1(z) dz \quad (25)$$

TR bezeichnet den baroklinen Transport in der Schicht z_0 bis zur Oberfläche. Als untere Grenze für z_0 wird der Nulldurchgang von $F_1(z)$ bei ca. 1500 m gewählt.

Ein Problem besteht darin, daß die vorliegenden Daten der baroklinen Geschwindigkeiten aufgrund des begrenzten Tiefenbereichs der Messungen auf ein höheres Referenzniveau bezogen sind. Die begrenzte Tiefenausdehnung der Messungen ermöglicht es andererseits nicht, die vertikale Eigenfunktion $F_1(z)$ zu bestimmen. $F_1(z)$ wurde daher von der nur wenig entfernten NEADS-1 Position (MÜLLER, 1987) übernommen. Bei gegebener 1. Eigenfunktion $F_1(z)$ folgt aus dem Separationsansatz für das Geschwindigkeitsfeld bei Vernachlässigung höherer Modes:

$$v(x, z, t) = v_0(x, t) + v_1(x, t) \cdot F_1(z) \quad (26)$$

Aus (26) erhält man eine Darstellung des 1. baroklinen Mode der Geschwindigkeit. Differentiation nach z ergibt:

$$\frac{\partial v(x, z, t)}{\partial z} = v_1(x, t) \cdot \frac{dF_1(z)}{dz} \quad (27)$$

bzw.

$$v_1(x, t) = \frac{\partial v(x, z, t)}{\partial z} / \frac{dF_1(z)}{dz} \quad (28)$$

$$\text{woraus folgt: } v_1(x_j, t_k) \approx \frac{v(x_j, z_n, t_k) - v(x_j, z_1, t_k)}{F_1(z_n) - F_1(z_1)} \quad (29)$$

Dabei ist j wiederum der Index für die Stützstellen und k der Index für die Zeitschritte. z_n und z_1 bedeuten die obere und untere Grenze des Tiefenbereichs, über den Messungen vorliegen, wobei zu berücksichtigen ist, daß diese Grenzen für die Meßphasen TK1 und TK2 jeweils unterschiedlich sind. Die Notwendigkeit der Einführung der Eigenfunktion $F_1(z)$ liegt nach Gleichung (29) in der Anpassung an den 1. baroklinen Mode der Geschwindigkeit, um auf diese Weise das Problem der jeweils auf nur beschränkten und unterschiedlichen Tiefenbereichen vorliegenden Meßdaten TK1 und TK2 zu überwinden und die verfügbaren Daten in einen gemeinsamen homogenen Datensatz zu überführen. Gleichzeitig wird durch die nachfolgende horizontale und vertikale Integration von (26) eine Extrapolation der Daten auf den gesamten Tiefenbereich zwischen der Oberfläche und 1500 m erreicht.

$$TR_D(x_j, t_k) = \int_{x_j - \Delta x}^{x_j + \Delta x} \int_{z_0}^0 v(x_j, z, t_k) dz dx \approx 2\Delta x \cdot v_1(x_j, t_k) \int_{z_0}^0 F_1(z) dz \quad (30)$$

D kennzeichnet als Index die Daten. Eine wichtige Bedingung der Gleichungen (26) - (30) ist, daß der Separationsansatz (26) nur für die Schwankungen der Zeitreihen gilt, so daß diese um ihren Mittelwert korrigiert werden müssen.

Das Problem, bei begrenzten Zeitreihen einen verlässlichen Mittelwert zu erhalten, wurde bereits angesprochen (vergl. Kap. 4.2). Bezogen auf die hier betrachteten Variationen ist ergänzend darauf hingewiesen, daß selbst bei periodischen Vorgängen ein Fehler in der Mittelwertbildung auftritt, wenn nicht über ein Vielfaches der zugrunde liegenden Perioden gemittelt werden kann. Bei charakteristischen Perioden größer als etwa 160 Tage Grenzperiode betreffen die einschränkenden Bedingungen der Mittelwertbildung vor allem die Meßphase TK2, da in diesem Fall der gemeinsame Zeitbereich simultaner Messungen entlang des Zonalschnitts gerade in der Größenordnung von 160 Tagen liegt. Besser ist die Situation im Fall der Phase TK1 mit kontinuierlichen gemeinsamen Registrierungen über 365 Tage.

Die Zuverlässigkeit einer einfachen Transformation auf den 1. baroklinen Mode mit Hilfe der Gleichung (29) kann für die transformierten Daten der TK-Transportzeitreihen anhand der Transportdaten des CTD-Ensembles geprüft werden. Die mittlere Schwankungsamplitude des baroklinen integrierten Signals muß, wenn die Transformation realistisch ist, die Variationsbreite der Transportschwankungen bei den Daten des CTD-Ensembles überdecken. In Abb. 21 waren die statistischen Parameter der Transportschwankungen des CTD-Ensembles wiedergegeben, eine entsprechende Darstellung für die TK-Daten enthält die folgende Abb. 40. Die gute Übereinstimmung der Absolutwerte betrifft nicht nur die mittlere Transportamplitude, sondern auch die Varianz der Transportschwankungen mit der hier typischen, nach Westen abnehmenden Verteilung. Die bessere Übereinstimmung wird trotz der begrenzten Horizontalauflösung in diesem Fall für die Daten der Meßphase TK1 erzielt, größere Abweichungen liegen für die Meßphase TK2 an den westlichen Randpositionen vor.

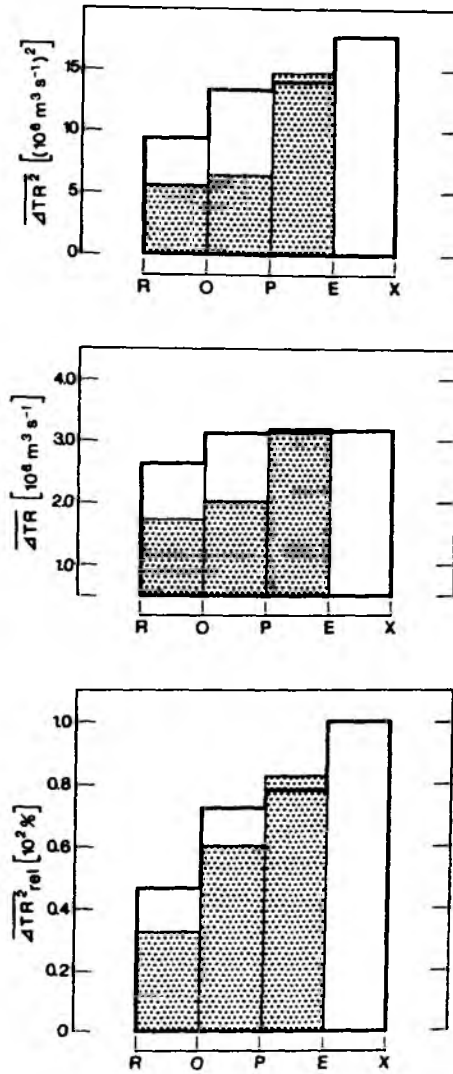


Abb. 40: Varianz und mittlere Transportschwankungsamplitude sowie relative Darstellung der Varianz entlang 28°N der Zeitreihen der 1. baroklinen Mode der TK-Daten, Raster: Meßphase TK1.

Aus den Gleichungen (24) und (30) ergibt sich eine adäquate Formulierung des Problems, wie sich die Variationen der TK-Transportzeitreihen über ein Least-Square-Verfahren als deterministische Wellenvorgänge interpretieren lassen.

Die Aufgabe lautet:

$$\sum_{j=1}^J \sum_{k=1}^K \left| TR_D(x_j, t_k) - 2 \cdot \sum_1 \frac{A_1^*}{\kappa_1} \sin a_{1jk} \cdot \sin b_1 \right|^2 = \text{MIN} \quad (31)$$

wobei J : Gesamtzahl der Stützstellen

K : Länge der Zeitreihen in Zeitschritten

$$\text{bzw. } \sum_{j=1}^J \sum_{k=1}^K (\Delta x \cdot v_1(x_j, t_k) - \sum_1 \frac{A_1}{\kappa_1} \cdot \sin a_{1jk} \cdot \sin b_1)^2 = \text{MIN}$$

Hier wurde v_1 aus den Daten nach (29) mit Verwendung von $F_1(z)$ bestimmt.

(31) kann formal vereinfacht werden zu

$$F(X) = \sum_{i=1}^M \left| f_i(X) \right|^2 = \text{MIN} \quad (32)$$

mit

$$M = J \cdot K$$

$$X = (X_1, X_2, \dots, X_N)^T \quad (33)$$

X ist der Vektor der Variablen, in diesem Fall der Amplituden, Wellenzahlen, Frequenzen und Phasen der Elementarwellen, welche die freien Parameter der Least-Square Aufgabe sind. Die Formulierung des Problems in der Form (32) bedeutet die Aufgabe, ein lokales Minimum der Funktion F(X) einer Summe von Quadraten von M nichtlinearen Funktionen $f_i(X)$, den Residuen der Funktion F, bei N Variablen zu finden, wobei die Bedingung $M > N$ gegeben ist. Dies ist der Typ der Minimierungsaufgabe einer Funktion, die keinen zusätzlichen Nebenbedingungen unterliegt.

Notwendig und hinreichend für einen 'Punkt' X^* , ein unbeschränktes lokales Minimum der Funktion F(X) zu sein, sind in mathematischer Schreibweise die folgenden Bedingungen:

1.) $\|g(X^*)\| = 0$ und

2.) $G(X^*)$ ist positiv definit, wobei $\|g\|$ die euklidische Norm bedeutet.

Dabei ist

$$g(X) = \left[\frac{\partial F(X)}{\partial X_1}, \frac{\partial F(X)}{\partial X_2}, \dots, \frac{\partial F(X)}{\partial X_N} \right]^T \quad (34)$$

der Vektor der 1. Ableitungen und

$$G(X) = G_{ij}$$

$$\text{mit } G_{ij} = \frac{\partial^2 F(X)}{\partial X_i \partial X_j} \quad \begin{array}{l} i = 1, \dots, N \\ j = 1, \dots, N \end{array}$$

die NxN Hesse-Matrix der zweiten Ableitungen.

In der NAGF-Bibliothek (NAG, 1978) des Rechenzentrums Kiel wird für die Minimierung der Funktion $F(X)$ ein Programm bereitgestellt, das vom Benutzer ergänzt werden muß, um die ersten und zweiten Ableitungen des jeweiligen Problems zu liefern. In der Routine wird ein Gauss-Newtonscher Algorithmus (GILL und MURRAY, 1978) verwendet, um in einem Iterationsverfahren ausgehend von einem 'first guess' Wert des Vektors X aus der Krümmung der Funktion $F(X)$ ein lokales Minimum X^* der quadratischen Terme zu bestimmen. Wenn eine Lösung des Variablenvektors X^* gefunden ist, kann der mittlere Absolutwert der Abweichungen zwischen den realen Daten und der simulierten Wellenrealisierung der Gleichung (24) berechnet werden aus

$$FS = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M |f_i^*(x)|^2} \quad (35)$$

Die Erfahrungen mit dem Programm zur Minimierung der Funktion $F(X)$ haben ergeben, daß die Genauigkeit der Rechnungen stark von der Größenordnung der Variablen abhängig ist. Dies wird unmittelbar deutlich, wenn man die ersten Ableitungen der Residuen (die inneren Ableitungen der Funktion

F), z.B. nach der Wellenzahl κ_1 , betrachtet. Diese ergeben sich nach der Produktregel zu:

$$\frac{\partial f_1}{\partial \kappa_1} = - \frac{2A_1^*}{\kappa_1} (x_j \cos a_{1,jk} \cdot \sin b_1 + \Delta x \sin a_{1,jk} \cdot \sin b_1 - \frac{1}{2} \cdot \sin a_{1,jk} \cdot \sin b_1)$$

Die Terme 1 und 2 des Klammerausdrucks sind von $O(10^5)$, wohingegen der Term 3 von $O(10^{-10})$ ist, der Multiplikator hat die Dimension eines Volumentransports, also die Größenordnung (10^6). Das bedeutet, daß bei der Kalkulation der Ableitungen Terme addiert werden, die sich ihrer Größenordnung nach erheblich unterscheiden. Noch gravierender werden die Verhältnisse im Fall der 2. Ableitungen, wo darüber hinaus quadratische Terme der Form x_j^2 bzw. Δx^2 und t_k^2 auftreten.

Natürlich sind die unterschiedlichen Größenordnungen der zu bildenden Summenglieder von großer Bedeutung für eine genaue Berechnung der Änderungen der Funktion $F(X)$ bei der Variation des Variablenvektors X . Es ist aus diesem Grund notwendig, eine Normierung einzuführen, die die auftretenden Größen auf die Ordnung $O(1)$ normiert.

Für (25) folgt nunmehr

$$FS = F^{-1} \cdot FS \quad (36)$$

wenn $F = \text{MAX} (TR_D (x_j, t_k))$ bedeutet, d.h. FS ist jetzt die prozentuale, auf den Maximalwert der Daten bezogene mittlere Abweichung.

Es bleibt weiterhin festzuhalten, daß die Formulierung der Least-Square-Aufgabe in der Form (31) nicht die Voraussetzung enthält, daß die Lösungen der Anpassung an die Daten Rossbywellen sind. Tatsächlich wurde die Formulierung des Modells für die Anpassung der Transportzeitreihen in zweierlei Weise vorgenommen, im folgenden Modell I und Modell II genannt. Wenn (33) auf die charakteristischen Größen der Elementarwellen spezifiziert wird, so ist im Fall, daß eine Anpassung durch die Superposition

zweier Wellenzüge realisiert werden soll

$$X = (A_1, A_2, \kappa_1, \kappa_2, \omega_1, \omega_2, \phi_1, \phi_2)^T \quad (37)$$

Diese Form der Wahl des Variablenvektors enthält keine spezifische Beziehung zwischen den horizontalen Wellenzahlen und den Frequenzen der Wellen, so daß diese unabhängig und bei der Anpassung frei wählbar sind. Es ist dies die Formulierung des Modells I. Durch einen nachfolgenden Vergleich der Lösung mit der Dispersionsrelation freier Rossbywellen (vergl. Gleichung 12) kann indirekt geprüft werden, ob die gefundenen Wellen mit Rossbywellen verträglich sind.

Eine alternative Möglichkeit, die Aufgabe zu formulieren, ist gegeben durch

$$X = (A_1, A_2, \kappa_1, \kappa_2, \phi_1, \phi_2)^T \quad (38)$$

wobei

$$\omega_1 = - \frac{\beta \kappa_1}{\kappa_1^2 + \left(\frac{\pi}{r_i}\right)^2} \quad (39)$$

d.h. in dem Fall der Formulierung des Modells II wird direkt die Dispersionsrelation zugrunde gelegt, wobei aber explizit die Annahme getroffen werden muß, daß $\eta = 0$ ist, die Phasenausbreitung also rein westwärts orientiert ist, da über die zonale Komponente des Transports keine Information vorliegt. Diese Bedingung bedeutet allerdings eine erhebliche Einschränkung möglicher Lösungen, wie bei nochmaliger Betrachtung der Abbildung 40 unmittelbar deutlich wird. Die zuvor gekennzeichneten breiten Bereiche möglicher Wellenzahlen im Fall der gesondert bezeichneten Perioden von 180 Tagen bzw. 360 Tagen sind nunmehr auf jeweils zwei Punkte auf der Dispersionskurve für $\eta = 0$ reduziert. Die bei Modell II von vornherein zugrunde gelegte Kopplung bedeutet also eine Einschränkung für die möglichen Lösungen des Problems der Gleichung (31) und hat in der Tat durchweg schlechtere Lösungen ergeben als die Anpassung mit dem Modell I.

5.5 Ergebnisse der Modellrechnungen

Die Formulierung der Least-Square Aufgabe (31) drückt die Grundhypothese aus, daß die TK-Zeitreihen dominante Zeitsignale enthalten, die über die Wellengleichung mit räumlichen Skalen verbunden sind. Damit wird zugleich der Zusammenhang mit den anhand der Daten des CTD-Ensembles beobachteten wechselnden Transportrichtungen entlang des Zonalschnitts auf 28°N (vergl. Abb. 20) hergestellt, was aus Abbildung 40 hervorgeht. Um das Problem im Sinne des "Least-Square"-Verfahrens zu lösen, ist es notwendig, aus den Zeitreihen einen zeitlich und räumlich homogenen Datensatz auszuwählen, wobei bei der Auswahl geeigneter Kombinationen aus den TK-Transportdaten für die Darstellung der Datenmatrix $TR_D(x_j, t_k)$ die Einschränkungen zum Tragen kommen, die hinsichtlich der zeitlichen und räumlichen Präsenz der Originaldaten entlang des Zonalschnittes bestehen. Während die räumliche Einschränkung der Verfügbarkeit in erster Linie die Meßphase TK1 betrifft, wo an der Position X keine Messungen vorliegen, greift der zeitlich limitierende Faktor vor allem im Fall der Phase TK2, wo an der Position R die Meßreihe auf knapp 160 Tage beschränkt ist.

Konkret wurden aus dem Gesamtumfang der vorliegenden Daten die folgenden diskreten Ensembles für die nachfolgenden Modellrechnungen gewählt:

Tabelle 10: Datenauswahl für die Modellrechnungen bei den Transportzeitreihen

Daten- version	Meßphase	Datenpunkte				Anzahl	
		O/R	P/O	E/P	X/E	x_j	t_k
D1	Tk1	X	X	X		3	365
D2	Tk2	X	X	X	X	4	157
D3	Tk2		X	X	X	3	277
D4	Tk1/Tk2	X	X	X		3	432
Kombination							

x_j : Stützstellen

t_k : Zeitschritte in Tagen

Die Realisierung D4 resultiert aus der Kombination von D1 und D2, wobei die bestehende zeitliche Lücke von 10 Tagen linear interpoliert wurde.

Hinsichtlich der theoretisch gegebenen Bedingungen einer gesicherten Auflösbarkeit von Wellenlängen und Perioden bestehen die folgenden Einschränkungen:

$$\begin{aligned}\lambda_{\max} &= L \\ T_{\max} &= \sum t_K\end{aligned}$$

bzw.

$$\begin{aligned}\lambda_{\min} &= 4 \Delta x \\ T_{\min} &= 2 \Delta t\end{aligned}$$

wobei L die jeweils überdeckte Länge entlang des Zonalschnitts ist, die sich aus der Anzahl der Stützstellen x_j und dem Abstand von 200 km ($2 \Delta x$) zwischen den einzelnen Verankerungspositionen ergibt. $\sum t_K$ bedeutet die Anzahl der Zeitschritte einer jeweiligen Meßreihe, Δt ist der Zeitschritt von einem Tag.

Für alle Einzelrealisierungen sind trotz der jeweiligen Einschränkungen in der Zeit oder der zonalen Abdeckung die Bedingungen noch günstig, um einen relativ weiten Bereich möglicher barokliner Rossbywellen entsprechend der in Abb. 39 gegebenen Dispersionsrelation zu erfassen. Dies ist die Folge der Formulierung des Modells, wo die räumlichen und zeitlichen Skalen durch den Mechanismus einer Wellenausbreitung gekoppelt sind. Da die Anzahl der Freiheitsgrade der räumlichen Auflösung beschränkt und die Zeitinformationen sehr viel besser sind, werden in erster Linie die zeitlichen Auflösungsgrenzen wirksam, was insbesondere im Fall der Datenversion D2 Einschränkungen bedeutet. Die Bedingungen der möglichen Auflösung barokliner Rossbywellen finden vor allem im Bereich der oberen Grenzen der Auflösbarkeit eine weitere Einschränkung durch die ebenfalls energiereichen kurzzeitigen Variationen, die die Genauigkeit der Rechnungen bei der Bestimmung eines Minimums herabsetzen.

Das Iterationsverfahren der "Least-Square"-Aufgabe erfordert die Vorgabe von Anfangswerten für die Amplituden A^* , die zonalen Wellenzahlen κ , die Frequenzen ω (bzw. Perioden T) und die Phasen ϕ der Elementarwellen. Ausgehend von diesen Anfangsbedingungen werden die quadratischen Abweichungen zwischen der Wellenhypothese und dem jeweiligen Datenensemble minimiert. Anhaltspunkte für die Wahl der Anfangsbedingungen gehen aus den Zeitreihen der Abb. 30a unter Berücksichtigung der Modellvorstellung hervor. Eine Konsistenz der Daten mit der Modellannahme ist gegeben, wenn ein lokales Minimum der Funktion der quadratischen Abweichungen gefunden wird. Zusätzliches Kriterium der Stabilität einer solchen Lösung ist, daß diese bei variierten Anfangsbedingungen wiederholbar ist. Daher werden für die jeweiligen Datenensembles mehrere Anpassungen bei unterschiedlichen Anfangsbedingungen gestartet.

Schließlich wird im Fall des Modells I geprüft, ob die gefundenen Wellenlösungen als Rossbywellen darstellbar sind, d.h. die Dispersionsrelation barokliner Rossbywellen des ersten baroklinen Modus erfüllen. Im weiteren sind die meridionale Wellenzahl n , die Wellenlänge λ , die Phasen- und die Gruppengeschwindigkeit c bzw. c_g sowie die Winkel der jeweiligen Ausbreitungsrichtung α bzw. δ berechenbar (vergl. Abb. 41). Für die Beurteilung der Ergebnisse ist entscheidend, ob die im Fall eines Datenensembles gefundene Lösung auch bei den anderen Datenensembles auftritt. Die Lösungen der Rechnungen werden nachfolgend in Tabellen dargestellt und anschließend diskutiert.

Tabelle 11: Parameter der Wellenlösungen für die ausgewählten TK-Transportdatenensembles (Modell I). Freie Parameter der Anpassungen A^* , κ , T und ϕ . Berechnete Größen der meridionalen Wellenzahlen n , der Wellenlängen λ , der Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten c bzw. c_g und der Winkel α und δ entsprechend Abb. 43. FS bezeichnet die prozentuale mittlere Abweichung der Anpassungen gegenüber den Daten.

Version	No	FS	A^* $\cdot 10^2 \%$	κ $10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	n 10^{-3} m^{-1}	λ 10^3 m	T Tage	ϕ $^\circ$	$ c $ 10^{-2} m s^{-1}	α Grad	$ c_g $ 10^{-2} m s^{-1}	δ Grad
D1	1	0.18	-2.1	1.83	0.98	303	183	-1.7	1.91	28.1	1.03	34.0
			-5.6	4.72	4.17	100	346	-1.6	0.33	41.4	0.39	-0.1
	2	0.18	2.1	1.83	0.98	303	183	-0.7	1.91	28.1	1.03	34.0
			5.6	4.72	4.17	100	346	3.6	0.33	41.4	0.39	-0.1
	3	0.18	1.9	1.58	0.75	360	183	-0.6	2.28	25.3	1.19	50.5
			-5.8	4.99	4.14	100	345	-3.6	0.33	39.7	0.37	-4.1
	4	0.18	2.0	1.83	0.95	304	182	-0.6	1.94	27.5	1.01	34.8
			5.4	4.69	4.48	97	367	-2.6	0.31	43.7	0.38	3.9
	5	0.18	1.8	1.59	0.76	357	183	-3.4	2.26	25.5	1.19	49.9
			-5.4	4.99	4.49	94	367	-1.6	0.30	42.0	0.36	0.1
D2	1	0.22	-1.8	1.72	0.97	318	186	-0.9	1.98	29.4	1.13	39.9
			-4.5	1.57	-	299	91	1.4	-	-	-	-
	2	0.22	-1.8	1.72	0.97	318	186	0.1	1.98	29.4	1.13	39.9
			4.5	1.57	-	299	91	1.4	-	-	-	-
	3	0.22	1.8	1.72	0.97	318	186	0.1	1.98	29.4	1.13	39.9
			4.5	1.56	-	299	90	1.4	-	-	-	-
	4	0.22	1.8	1.72	0.97	318	186	0.1	1.98	29.4	1.13	39.9
			4.5	1.57	-	299	91	1.4	-	-	-	-
	5	0.21	1.6	1.64	1.37	294	210	0.1	1.62	39.8	1.35	41.7
			-3.9	1.57	-	299	90	0.4	-	-	-	-
D3	1	0.20	-2.7	1.63	3.00	184	371	-0.9	0.57	61.5	1.08	48.7
			-2.7	1.90	-	330	87	0.6	-	-	-	-
	2	0.27	2.5	1.90	-	330	87	3.6	-	-	-	-
			719	-	-	200	-	-1.6	-	-	-	-
	3	0.23	2.7	1.64	2.81	193	345	-0.1	0.65	59.7	1.14	47.4
			4.3	4.25	-	148	148	0.2	-	-	-	-
	4	0.27	2.6	1.79	1.09	301	189	3.4	1.84	31.4	1.13	35.7
			812	3.14	-	200	-	-1.6	-	-	-	-
	5	0.23	2.8	2.06	-	305	92	0.1	-	-	-	-
			1.7	1.64	1.01	327	191	0.6	1.98	31.6	1.25	43.6
D4	1	0.27	1.6	1.49	2.55	213	334	-0.6	0.74	59.7	1.28	50.2
			-1.0	4.19	4.14	107	346	2.1	0.36	44.6	0.44	7.2
	2	0.25	-1.6	1.71	0.56	350	173	0.5	2.34	18.1	0.89	49.0
			2.3	2.39	-	263	85	-1.4	-	-	-	-
	3	0.28	-2.0	1.78	-	352	171	1.9	-	-	-	-
			-1.7	1.79	0.67	329	174	0.5	2.19	20.7	0.88	40.8
	4	0.26	-1.6	1.72	0.57	347	173	0.5	2.32	18.3	0.89	48.1
			2.3	2.40	-	262	85	1.4	-	-	-	-
	5	0.27	-1.6	1.72	0.44	355	170	0.6	2.41	14.2	0.79	53.5
			2.1	2.39	-	263	85	1.4	-	-	-	-

Tabelle 12: Parameter der Wellenlösungen für die ausgewählten TK-Transportdatenensembles (Modell II). Freie Parameter der Anpassungen A^* , κ , ϕ . Berechnete Größen der Wellenlängen in zentraler Richtung λ_x , der Perioden T und der Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten c und c_g . FS bezeichnet die prozentuale mittlere Abweichung der Anpassungen gegenüber den Daten.

Version	No	FS • 10 ² %	A^* 10 ¹ m ² s ⁻¹	κ 10 ⁻³ m ⁻¹	λ_x 10 ³ m	T Tage	ϕ π	$ c $ 10 ⁻² m s ⁻¹	$ c_g $ 10 ⁻² m s ⁻¹
D1	1	0.23	2.5	1.50	419	173	-0.2	2.8	1.0
			-4.0	4.33	145	199	-2.3	0.8	0.8
	2	0.24	1.9	1.63	385	168	-0.3	2.6	0.7
			3.0	2.89	218	167	2.5	1.5	1.1
	3	0.24	1.9	1.67	377	167	-0.3	2.6	1.0
			-290	3.14	200	172	2.2	1.3	0.2
	4	0.23	2.4	1.46	429	175	-0.2	2.8	2.0
			-4.1	4.27	147	198	-2.2	0.9	0.2
	5	0.23	2.5	1.50	420	173	-0.2	2.8	2.0
			-4.0	4.33	145	200	-2.3	0.8	2.0
D2	1	0.32	45.4	2.04	308	161	-0.2	2.2	1.3
			46.4	2.06	305	162	-0.7	2.2	2.1
	2	0.30	-9.0	1.08	581	203	-0.3	3.3	1.6
			36.4	4.14	152	195	-0.1	0.9	2.0
	3	0.32	45.8	2.04	308	161	-0.2	2.2	2.1
			46.7	2.06	305	162	0.7	2.2	1.1
	4	0.30	9.0	1.08	581	203	-0.8	3.3	1.1
			36.5	4.14	152	195	-0.1	0.9	1.0
	5	0.30	-6.1	1.09	579	203	-0.3	3.3	1.1
			25.2	4.11	153	194	-0.1	0.9	1.1
D3	1	0.23	1.4	1.37	459	179	-0.3	3.0	0.5
			14.8	7.85	80	311	0.2	0.3	0.4
	2	0.30	-0.8	1.04	603	207	0.4	3.4	0.5
			0.5	4.19	150	196	-0.1	0.9	0.5
	3	0.30	0.9	1.24	505	189	-0.5	3.1	0.5
			556	3.14	200	172	0.1	1.3	0.1
	4	0.32	1.0	1.07	586	204	0.3	3.3	0.5
			-0.8	2.78	226	166	0.2	1.6	0.1
	5	0.30	1.3	1.05	598	206	0.3	3.3	0.5
			0.4	3.89	162	188	-0.2	1.0	0.5
D4	1	0.28	1.2	1.47	427	174	0.0	2.8	0.3
			-1.4	1.86	337	163	0.3	2.4	0.5
	2	0.28	1.2	1.47	427	174	0.0	2.8	0.5
			-1.4	1.86	337	163	0.3	2.4	0.4
	3	0.29	1.2	1.51	416	173	0.0	2.8	0.5
			-1.6	1.83	343	164	0.3	2.4	0.4
	4	0.28	0.9	1.45	434	175	0.1	2.9	0.4
			-1.7	1.77	355	165	0.3	2.5	0.4
	5	0.28	0.9	1.45	434	175	-0.1	2.9	0.5
			-1.7	1.77	355	165	0.3	2.5	0.5

Der prozentuale Wert von FS ist entsprechend der Vereinbarung (36) beim Vergleich der Anpassungen untereinander ein Maß für die Güte der jeweiligen Approximation. Es fällt zunächst auf, daß sich generell die gefundenen Anpassungen der beiden Modellversionen I und II im Anpassungsgrad unterscheiden, wobei im Fall des Modells II der Approximationsgrad durchweg schlechter ist. Auch innerhalb einer Modellversion ist der Approximationsgrad für die Realisierungen der diversen Datenensembles durchaus unterschiedlich, die nicht ausgeglichene Summe der Residuen ist dabei für D1 in beiden Fällen am geringsten. Die gefundenen Wellenlösungen selbst unterscheiden sich innerhalb einer Datenversion nur wenig, es ist jedoch zu bemerken, daß die Wellenlösungen der einzelnen Datenversionen z.T. verschieden sind. Offenbar wirkt sich hier die Qualität der Datenensembles im Hinblick auf die zu lösende Optimierungsaufgabe zusammen mit der gleichfalls unterschiedlichen Approximationsgüte aus.

Alle Lösungen des Modells I zeigen eine halbjährige Variation in der Art einer Welle mit Wellenlängen zwischen 300 km und 360 km für eine der beiden Elementarwellen. Die Unterschiede beruhen daher vor allem in der Superposition durch die zweite Elementarwelle. Im Fall der langen Zeitreihen der Version D1 ist diese durch eine Jahreswelle mit der sehr kurzen Wellenlänge von ca. 100 km gegeben. In der Mehrzahl der anderen Fälle ergibt sich eine Periode von etwa 90 Tagen. Im Falle der Realisierungen D3 und D4 werden gleichfalls Wellenlösungen mit Jahresperiode, aber längeren Wellenlängen von etwa 200 km approximiert. Es ist vor allem die Länge einer Zeitreihe, die die Güte der Datenensembles im Hinblick auf die Minimierungsaufgabe bestimmt. Der Anteil der kurzzeitigen Variationen hat bei der wesentlich kürzeren Version D2 ein höheres Gewicht und bestimmt wesentlich die Eigenschaften der Zeitreihe. Diese Schwankungen führen in der Modellrechnung zu einer 90-tägigen Welle und Wellenlängen um 300 km. Diese Periode liegt deutlich unter der Grenzperiode freier Rossbywellen, die Wellenlösung ist daher nicht als Rossbywelle anzusehen.

In zwei der Lösungen wird eine Welle mit 200 km Wellenlänge in zonaler Richtung mit besonders großer Amplitude und (im Hinblick auf die zu untersuchenden Vorgänge) mit unendlich großer Periode beschrieben. Hier handelt es sich eindeutig um numerische Instabilität, da die 200 km-Wellenlänge in zonaler Richtung wegen der ebenso großen räumlichen Distanz zwischen den Datenpunkten keinerlei Beitrag zur integralen Transportfunktion liefert. Auch die hohen Amplituden sind daher physikalisch nicht sinnvoll.

Die Wellenlösungen des Modells I ergeben berechnete κ/ω - Relationen, mit denen nach der Dispersionsrelation der baroklinen Rossbywellen der Betrag der meridionalen Wellenzahl η bestimmt werden kann. Mit den Gleichungen (15) und (16) werden die Beträge der Phasengeschwindigkeit $|c|$ und der Gruppengeschwindigkeit $|c_g|$ berechnet. Die Definition der in den Tabellen angegebenen Winkel folgt aus Abb. 41.

Die Phasengeschwindigkeit c barokliner Rossbywellen liegt in der Richtung des Wellenzahlenvektors und ist generell nach Westen orientiert. Nach der gegebenen Definition bezeichnet der Winkel α die Abweichung von der rein nach Westen gerichteten Ausbreitung. Der Nachteil der zonalen Ausrichtung des Schnittes ist, daß prinzipiell nicht entschieden werden kann, ob die meridionale Wellenzahl positiv, d.h. nach Norden gerichtet, oder negativ, also nach Süden orientiert ist. Demzufolge sind auch für die Richtungen der Phasen- und der Gruppengeschwindigkeiten zwei Lösungen möglich. Der Winkel δ bezeichnet die Lage des Vektors der Gruppengeschwindigkeit gegenüber der Nordrichtung, wobei positive Werte von δ eine westwärtige und negative Werte eine ostwärtige Komponente bedeuten. Nach den Modellrechnungen von KRAUSS und WÜBBER (1982) und WÜBBER (1986) haben die baroklinen Rossbywellen im Nordostatlantik eine nördliche Komponente der Ausbreitung, so daß die Vermutung besteht, daß δ positive Werte hat. In diesem Fall bedeuten positive Werte von δ , daß der Vektor der Gruppengeschwindigkeit nach Südwesten gerichtet ist, bei negativen Werten nach Südosten.

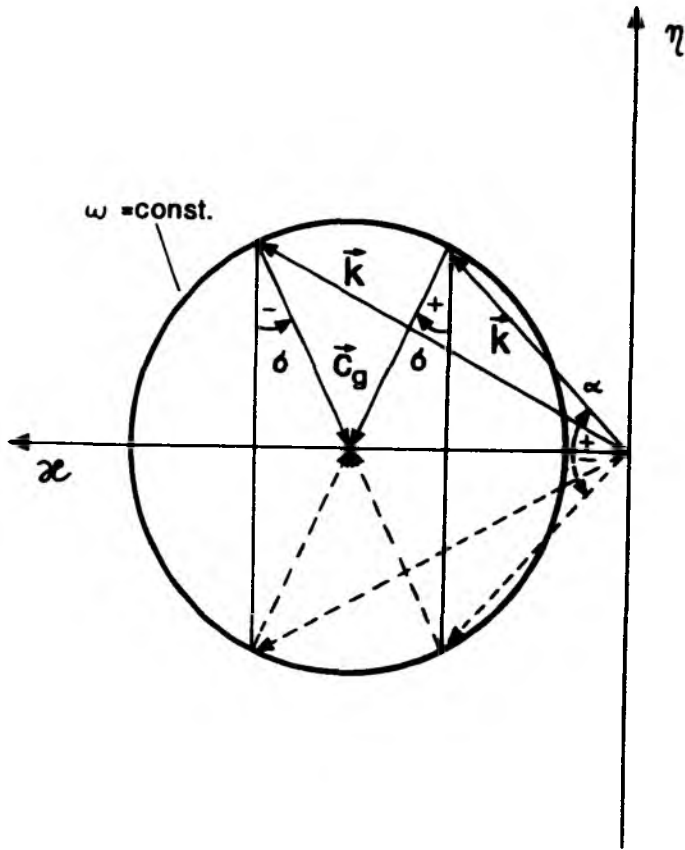


Abb. 41: Winkeldefinition bezüglich charakteristischer Wellengrößen im Wellenzahlendiagramm. \vec{k} bezeichnet den Wellenzahlenvektor, die Richtung der Gruppengeschwindigkeit ist durch c_g gegeben. α ist der Winkel der Abweichung von der rein nach Westen orientierten Ausbreitung, δ ist der Winkel zwischen c_g und der Nordrichtung.

Die Orientierung der Gruppengeschwindigkeit bestimmt die Ausbreitungsrichtung der Energie barokliner Rossbywellen. Nach der Dispersionsrelation folgt bei gegebener Frequenz ein ostwärtiger Energietransfer mit kurzen Rossbywellen, bei langen Wellen ist der Vektor der Gruppengeschwindigkeit nach Westen gerichtet, d.h. die Energie dieser Wellen breitet sich nach Westen aus.

Die Dispersionsrelation freier barokliner Rossbywellen gilt nur exakt, wenn die mittleren Strömungen vernachlässigbar sind. In dem Fall, daß eine deutliche meridionale Komponente der mittleren Strömung existiert, bestehen

Abweichungen der Kurven $\omega = \text{const}$ vom einfachen kreisförmigen Verlauf im Wellenzahlendiagramm. Die Kurven werden asymmetrisch, so daß bei gegebener horizontaler Wellenzahl K und fester Frequenz ω auch zwei betragsmäßig verschiedene Lösungen für die meridionale Wellenzahl n möglich sind (KANG et al., 1982). PRICE und MAGAARD (1982) haben gezeigt, daß in unmittelbarer Küstennähe im Kalifornischen Strom die einfache Dispersionsrelation nicht aufrechterhalten werden kann, wohl aber weiter westlich in Bereichen schwächerer südwärtiger Strömungen.

Es besteht eine eindeutige Häufung der Lösungen des Modells I bei nur wenigen Perioden, so daß es sinnvoll erscheint, die Vielzahl der Lösungen entsprechend zusammenzufassen. Lösungen, die mehrfach auftreten und in einem gemeinsamen Wellenlängen- und Periodenbereich fallen, werden durch ihren Mittelwert charakterisiert (Tabelle 12). Die berechneten Standardabweichungen ergeben sich aus der Streuung der Wellenlösungen gegenüber dem jeweiligen Mittelwert.

Die Amplituden A^* der Wellenlösungen haben die physikalisch nicht unmittelbar anschauliche Dimension $m^2 s^{-1}$ entsprechend der Definition der Gleichung (25). Die maximale Transportamplitude TR_m ist die Amplitude der integralen Transportfunktion in der Gleichung (24). Auch die Dimension des Volumentransports bietet keine Basis für eine Vergleichbarkeit mit anderen Arbeiten, wo im allgemeinen Dimensionen der Geschwindigkeit angegeben werden. Diese erhält man bei Umkehrung der Definition (25) durch Division der Amplituden A^* durch den integralen Wert der Eigenfunktion $F_1(z)$. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit U_m einer Wellenlösung ergibt sich unter Berücksichtigung der Gleichung (17). Die im Hinblick auf barokline Rossbywellen dominierenden Perioden der Wellenlösungen sind die halbjährige und die einjährige Periode. In allen Fällen gibt es eine meridionale Komponente der Phasengeschwindigkeit. Die maximalen Werte der Partikelgeschwindigkeit eines überlagerten Signals liegen in der Größenordnung einiger $cm s^{-1}$ und die Werte der Phasengeschwindigkeit bei $1 cm s^{-1}$, was in Übereinstimmung mit anderen Beobachtungen barokliner Rossbywellen steht (EMERY und MAGAARD, 1976); PRICE und MAGAARD, 1982). Die maximalen Werte der Gruppengeschwindigkeit liegen gleichfalls bei $1 cm s^{-1}$. Für Wellenlösungen mit Jahresperiode werden zwei Wellenlängen beobachtet, eine kürzere Welle mit 100 km

Wellenlänge und eine längere Welle mit ca. 200 km Wellenlänge. Eine Charakterisierung dieser beiden Lösungen als lange bzw. kurze Wellen gilt auch im Hinblick auf die Ausbreitungsrichtung der Energie. Im Fall der längeren Jahreswelle ist die Gruppengeschwindigkeit nach Westen, im anderen Fall teilweise meridional gerichtet, ohne daß eindeutig eine Nord- bzw. Südkomponente unterschieden werden kann. Die Lösung der kürzeren Welle mit Jahresperiode unterliegt dem Vorbehalt, daß diese Lösung nur bei dem Datenensemble D1 beobachtet wird. Zum anderen sind die sich ergebenden Werte der maximalen Partikelgeschwindigkeit relativ hoch, so daß in diesem Fall Zweifel an der Gültigkeit der linearen Theorie berechtigt erscheinen.

Tabelle 13: Charakteristische Wellengrößen aus den Lösungen des Modells I. Wellenlängen λ , Perioden T , Amplituden A^* , Transportschwankungsamplituden ΔTR , Partikelgeschwindigkeiten u_{\max} sowie Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten c bzw. c_g . Winkel α und δ entsprechend Abb. 43.

λ / 10^3 m	100 ± 4	197 ± 15	329 ± 22	295 ± 23
T /Tage	353 ± 12	350 ± 19	181 ± 10	89 ± 3
A^* / 10^1 m ² s ⁻¹	5.0 ± 2.0	2.3 ± 0.6	1.9 ± 0.3	3.3 ± 1.0
ΔTR / 10^6 m ³ s ⁻¹	2.1 ± 1.0	2.8 ± 0.8	2.1 ± 0.4	3.8 ± 1.0
u_{\max} / 10^{-2} m s ⁻¹	7.0 ± 3.0	3.2 ± 1.0	2.6 ± 0.4	4.6 ± 2.0
c / 10^{-2} m s ⁻¹	0.33 ± 0.02	0.65 ± 0.06	2.1 ± 0.2	-
α /Grad	43 ± 2	60 ± 2	25 ± 3	-
c_g / 10^{-2} m s ⁻¹	0.40 ± 0.03	1.2 ± 0.1	1.0 ± 0.2	-
δ /Grad	2 ± 5	49 ± 2	44 ± 8	-

Die Welle mit halbjähriger Periode ist Lösung aller Approximationen, so daß sie durch die Häufigkeit ihres Auftretens gut abgesichert ist. Die Wellenlänge der Halbjahreswelle liegt bei etwa 300 km, die Werte der Phasengeschwindigkeit sind mit 2 cm s^{-1} am höchsten, die meridionale Ausrichtung der Phasengeschwindigkeit ist mit Abweichungen von ca. 25° von der rein zonalen Ausrichtung geringer als in den anderen Fällen. Die Gruppengeschwindigkeit dieser Welle besitzt eine eindeutige Westkomponente.

In den vorliegenden Berechnungen charakteristischer Wellengrößen erfolgt die Bestimmung der Meridional Komponente aus der Dispersionsrelation freier barokliner Rossbywellen bei der Annahme zonal gemittelter Werte der Väisälä-Frequenz N und der Wassertiefe H entlang 28°N . Tatsächlich sind Variationen von N in begrenzten Teilgebieten eines Ozeans gering (EMERY et al., 1984), andererseits gibt es in der Vertikalen große Änderungen mit hohen Werten im Bereich der Sprungschicht und geringen Werten in der Tiefsee. Aber auch Änderungen der Wassertiefe beeinflussen direkt die zu berechnende Dispersionsrelation. Die Frage stellt sich, welchen Einfluß die Unsicherheit bei der Annahme mittlerer Größen auf die Berechnung der meridionalen Wellenzahl und der Folgegrößen hat. In der Abb. 42 sind für den Fall der halbjährigen Welle drei Fälle dargestellt, bei denen die Werte N und H in bestimmten Grenzen variiert werden, wodurch die Größe des internen Rossbyradius r_i geändert wird. Daraus folgt, daß die Unsicherheiten der Approximationen insbesondere für die Frequenz in der gleichen Größenordnung sind wie die Änderungen bei Variation der mittleren Verhältnisse. Abb. 43 zeigt beide Lösungen der einjährigen Periode.

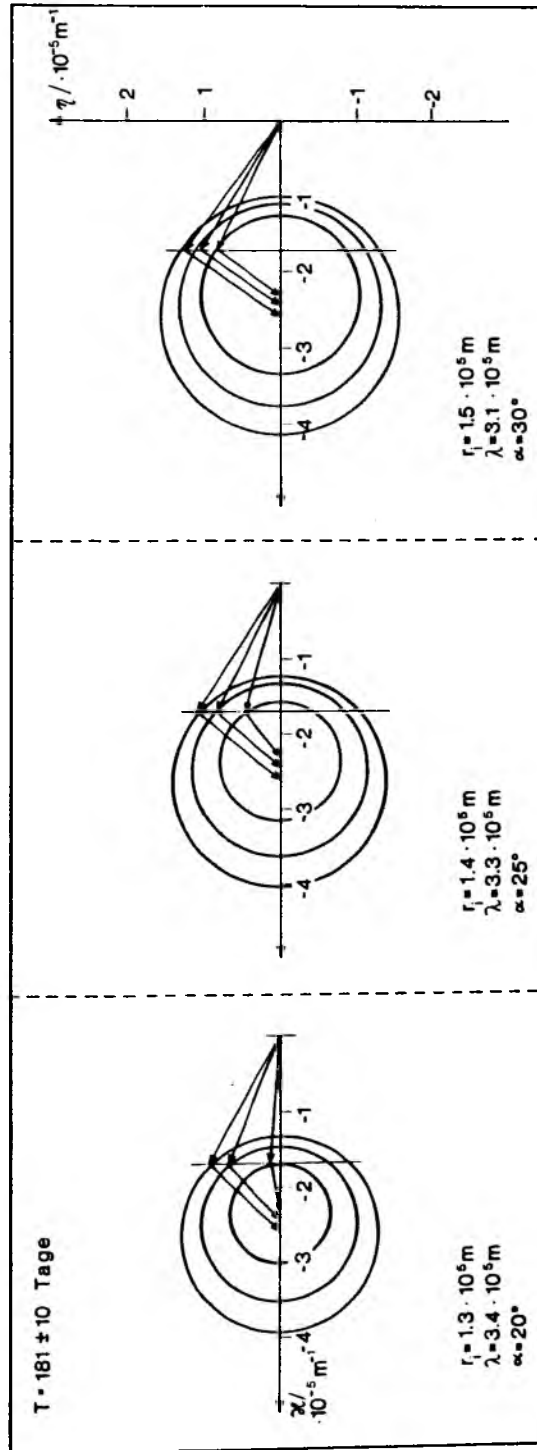


Abb. 42: Wellenlösung mit halbjähriger Periode im Wellenzahlendiagramm unter Berücksichtigung von Variationen für H und N.

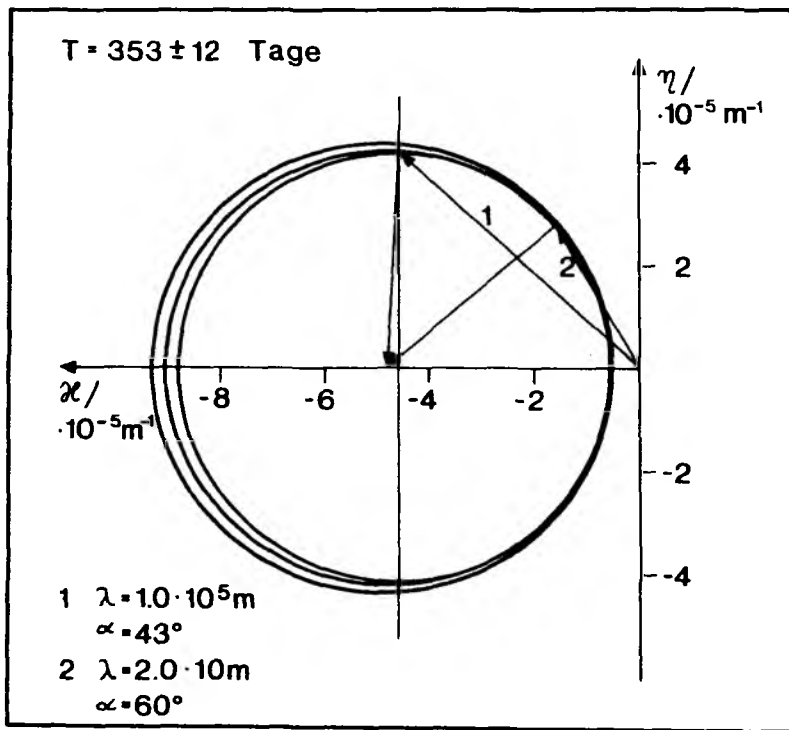


Abb. 43: Wellenlösung mit einjähriger Periode im Wellenzahlendiagramm.

Die Lösungen des Modells II zeigen nicht dieselbe Eindeutigkeit bei bestimmten Wellenlängen. Dennoch sind auch in diesem Fall extreme Werte selten, die Ergebnisse führen zu Wellenlängen zwischen 150 und 600 km. Die generelle Einschränkung bei diesem Modell beruht auf der Voraussetzung einer rein nach Westen gerichteten Ausbreitung, eine Bedingung, die nach den Ergebnissen des Modells I nicht gegeben ist. Dennoch liegen trotz der größeren Variationen der gefundenen Wellenlängen die zugehörigen Perioden alle im Bereich um 180 Tage, wo nach den vorherigen Ergebnissen die meridionale Komponente der Phasengeschwindigkeit klein ist. Es besteht also eine Korrespondenz zwischen den Ergebnissen beider Modelle. Allerdings stellen sich die Lösungen für die Approximation der Datenensembles in diesem Fall als Superposition zweier halbjähriger Wellen dar, was nur eine insgesamt schlechtere Anpassung erlaubt. In der Tat besteht der Eindruck, daß das zuvor besprochene Verfahren die besseren Möglichkeiten bietet, eine Wellenanpassung der Datenensembles zu erhalten.

Die Lösungen beider Modelle ergeben, daß die beobachteten zeitlichen und räumlichen Variationen grundsätzlich konsistent mit der Annahme einer Superposition barokliner Rossbywellen erster Ordnung sind. Die Annahmen für mittlere Größen der Schichtungsverhältnisse und der Wassertiefe bedeuten keine Einschränkungen der Gültigkeit der Ergebnisse. Der Ansatz der linearen Theorie für die Beschreibung von Rossbywellen kann akzeptiert werden. KANG und MAGAARD (1980) haben gezeigt, daß auch in dem Fall, daß die Partikelgeschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit dieser Wellen ist, der lineare Charakter der Ausbreitung der Rossbywellen erhalten bleibt, da wegen der annähernd gültigen horizontalen Divergenzfreiheit die nichtlinearen Advektionsterme in den Vorticitygleichungen zu vernachlässigen sind. Dies steht in Übereinstimmung mit Rechnungen von RHINES (1975), in denen die Dispersionseigenschaften der linearen Theorie bei Berücksichtigung der nichtlinearen Terme erhalten bleiben.

Vergleichbare Ergebnisse anderer Autoren liegen für den Nordatlantik nicht vor. Im Nordpazifik dominieren Rossbywellen mit Jahresperiode über jene mit halbjähriger Periode (PRICE und MAGAARD, 1982). Korrespondierende Wellenlängen liegen bei PRICE und MAGAARD (1982) bei 320 und 140 km, jeweils für die lange und die kurze Welle mit Jahresperiode. Das stimmt mit den Ergeb-

nissen von KANG und MAGAARD (1980) überein, die von Wellenlängen um 300 km für barokline Rossbywellen mit Jahresperiode berichten. Gleichzeitig werden auch wesentlich größere Wellenlängen angegeben. EMERY und MAGAARD (1976) finden, daß die beobachteten Temperaturfluktuationen in einem Gebiet zwischen Hawaii und der Wetterstation November (30N, 140W) konsistent mit der Ausbreitung barokliner Rossbywellen im Periodenbereich zwischen 1 - 2 Jahren bei Wellenlängen zwischen 1200 und 1800 km sind. Derart lange Wellen dominieren auch bei den Lösungen numerischer Modellrechnungen. KRAUSS und WÜBBER (1982) finden bei der Modellierung barokliner Rossbywellen mit Jahresperiode für den Nordatlantik Wellenlängen von etwa 1800 km, bei WÜBBER (1986) betragen die charakteristischen Wellenlängen etwa 1000 km. Die fehlende Übereinstimmung zwischen Modellrechnungen und aktuellen Beobachtungen beruht möglicherweise z.T. auf dem zugrundegelegten Gitterabstand, der eine Auflösung kürzerer Wellen nicht erlaubt oder zu einer effektiven Dämpfung dieser Wellen führt. Dies gilt auch für typische Phasengeschwindigkeiten barokliner Rossbywellen, die in der Mehrzahl der Beobachtungen in der Größenordnung 1 cm s^{-1} liegen, in den Modellrechnungen aber erheblich größer sind.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Ergebnisse dieser Arbeit in recht guter Übereinstimmung mit Beobachtungen in anderen Meeresgebieten sind, daß aber im vorliegenden Beobachtungsgebiet Variationen mit halbjähriger Periode besonders deutlich erkennbar sind. Längere Wellen mit Wellenlängen um 1000 km werden im vorliegenden Fall nicht beobachtet. Die Existenz der längeren Wellen kann damit jedoch nicht ausgeschlossen werden. Entlang des Zonalschnitts westlich der Kanarischen Inseln dominieren aber anscheinend kürzere Wellen. Im weiteren wird die Frage gestellt, inwieweit die Wellenlösungen in der jeweiligen Überlagerung die beobachtete Varianz der Transportzeitreihen wiedergeben. Eine Darstellung der Wellenlösungen als Zeitreihen zeigt im Vergleich mit den aktuellen Daten, daß nur die längeren Variationen durch die Wellenanpassung angenähert werden (Abb. 44). Die kurzzeitigen Variationen haben aber nach den Ergebnissen des Kapitels 4 bereits einen Anteil von etwa 25 % an der Gesamtvarianz der Zeitreihen.

Die Varianz der Wellensignale über den jeweiligen Beobachtungszeitraum wird für die Fälle D1, D2 und D4 berechnet und relativ zur an den Einzelpositionen beobachteten Gesamtvarianz in den folgenden Abbildungen dargestellt. Da die Lösungen für D3 weniger einheitlich waren, wurden diese im folgenden nicht berücksichtigt.

Abb. 45 zeigt, bezogen auf den jeweiligen Wert der Gesamtvarianz an einer Einzelposition, die zonale Verteilung des maximalen Anteils einer approximierten Lösung in der jeweiligen Wellenüberlagerung an der Gesamtvarianz auf einer Einzelposition für die gewählten Datenensembles. Im besten Fall der Lösungen des Modells I und für die Datenrealisierung D1 werden, gemittelt über den Zonalschnitt, ca. 80 % der gesamten Varianz wiedergegeben, während für Modell II der Wert nur bei ca. 25 bis maximal 40 % liegt. Besonders auffällig ist aber, daß auf den westlichen Positionen fast 100 % der beobachteten Varianz dargestellt wird, während die Werte auf den östlichen Positionen geringer sind. Es ist allen Realisierungen gemeinsam, daß der Anteil der Wellenlösungen an der Varianz nach Osten hin deutlich abnimmt. Ungünstig ist im Fall der Daten D2 die Lösung der Modellversion II, wo offenbar wird, daß die Perioden der approximierten Wellen gegenüber den tatsächlichen Variationen zu lang sind.

Wenn die jeweiligen Varianzen der Modell-Lösungen und der Daten auf den Maximalwert der beobachteten Gesamtvarianz an der östlichen Randposition bezogen werden (Abb. 46), wird deutlich, daß die schlechtere Anpassung auf den östlichen Positionen auf die bereits erwähnte anisotrope Verteilung der Gesamtvarianz mit den nach Westen hin abnehmenden Werten zurückzuführen ist. Alle dargestellten Realisierungen der Datenensembles zeigen diese Eigenschaft. Die Wellenlösungen selbst können diese zonale Verteilung aber nicht wiedergeben, sondern zeigen an den einzelnen Positionen zonal eine annähernd gleichmäßige Varianz. Dies ist bei einem Wellenansatz auch nicht anders zu erwarten. Die geringen dennoch bestehenden zonalen Unterschiede der Verteilung beruhen auf den speziellen Phasenbeziehungen der Elementarwellen und der begrenzten Länge der zeitlichen Mittelung.

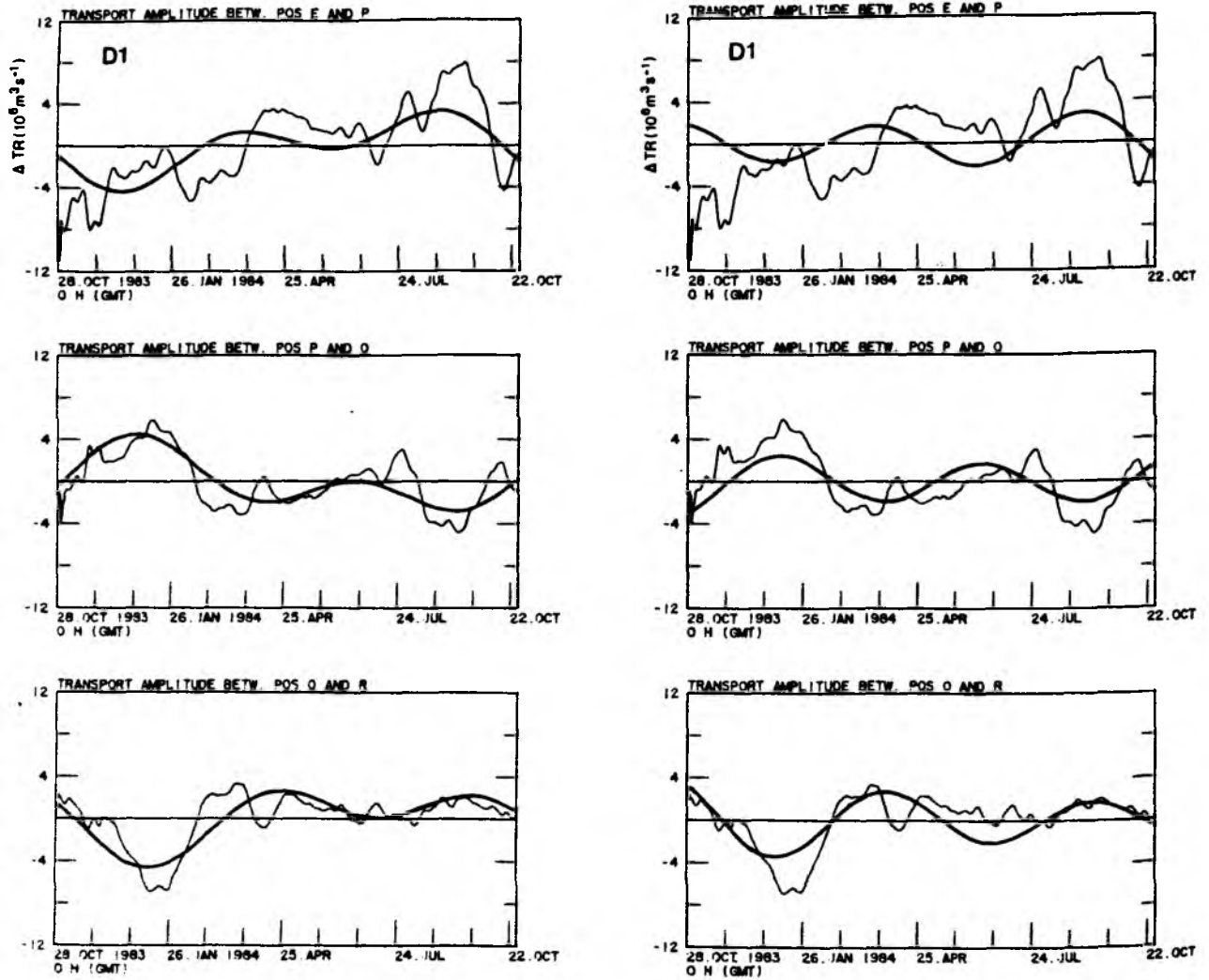


Abb. 44a: Transportzeitreihen der 1. baroklinen Vertikalstruktur und Wellenlösungen für D1, Modell I (links) und Modell II (rechts).

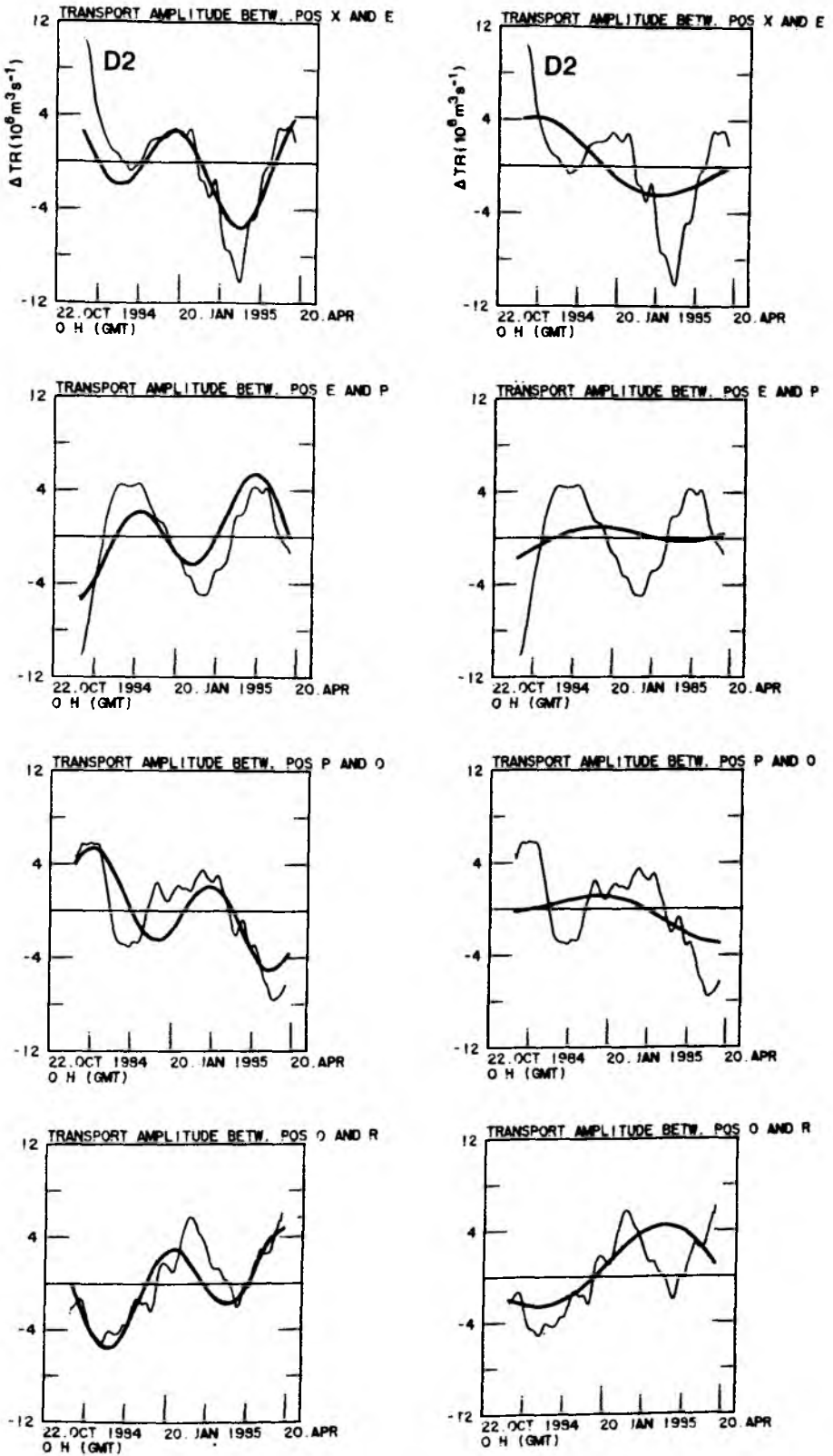


Abb. 44b: Transportzeitreihen der 1. baroklinen Vertikalstruktur und Wellenlösungen für D2, Modell I (links) und Modell II (rechts).

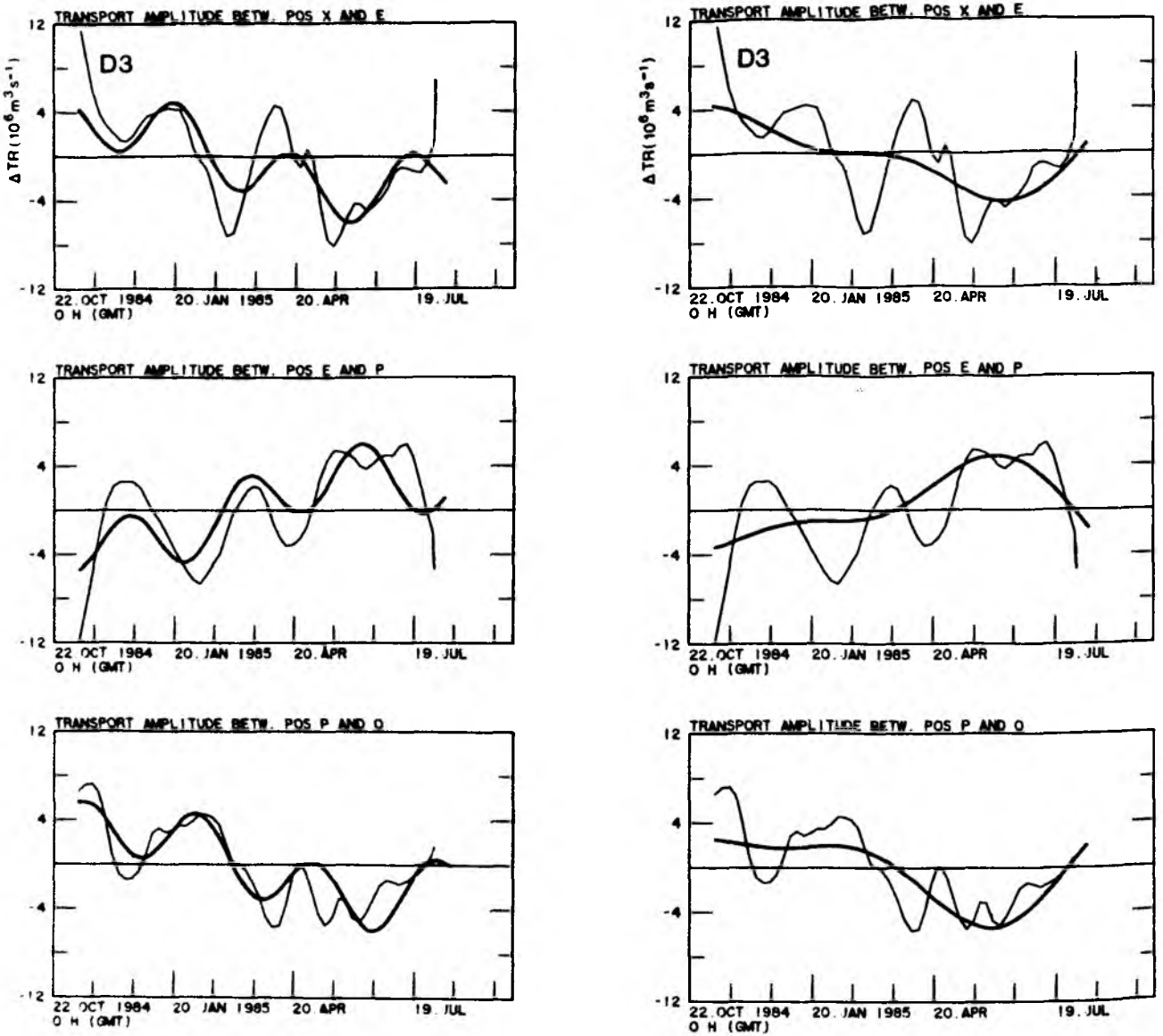


Abb. 44c: Transportzeitreihen der 1. baroklinen Vertikalstruktur für D3, Modell I (links) und Modell II (rechts).

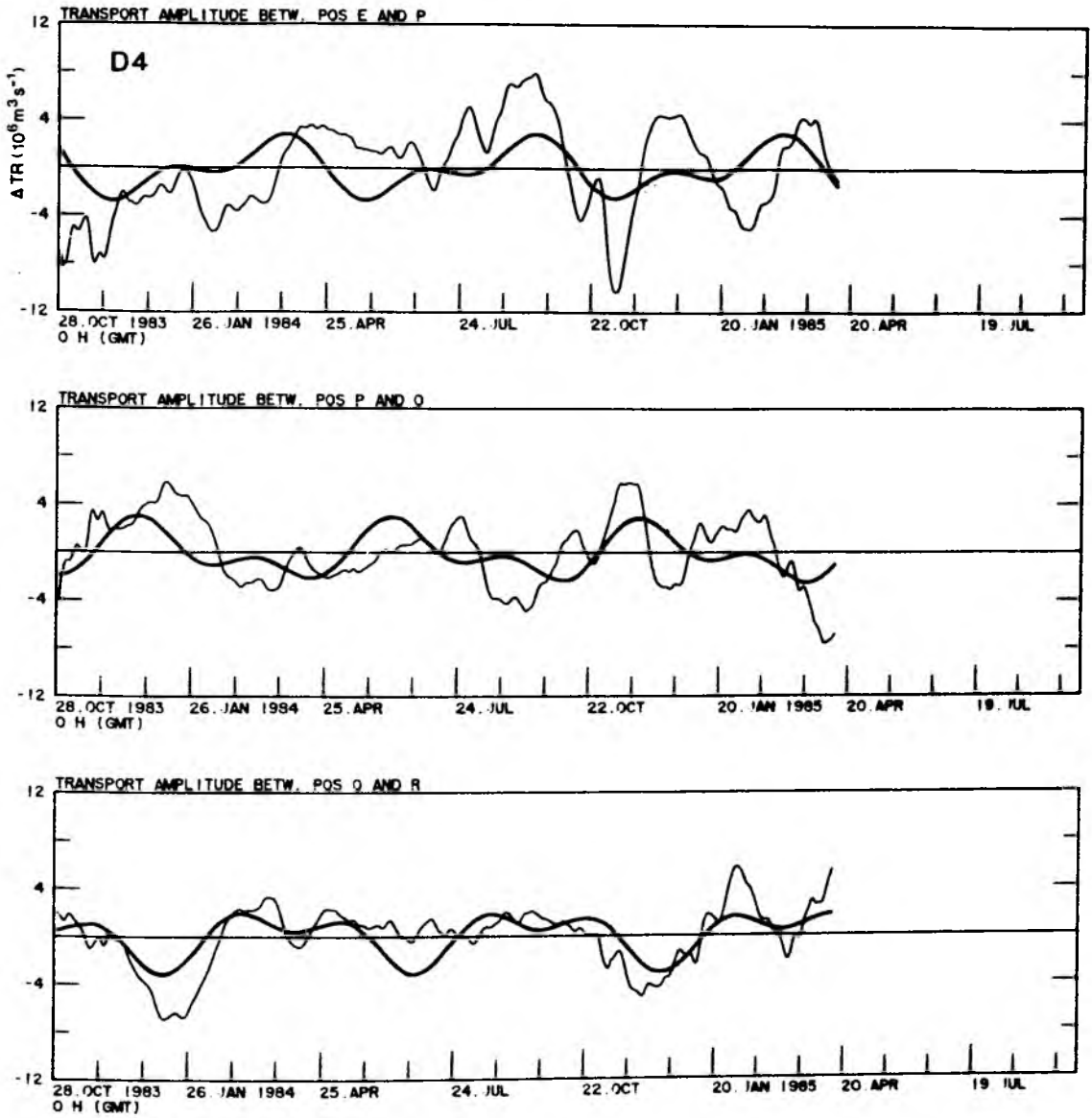


Abb. 44d: Transportzeitreihen der 1. baroklinen Vertikalstruktur für D4, Modell I.

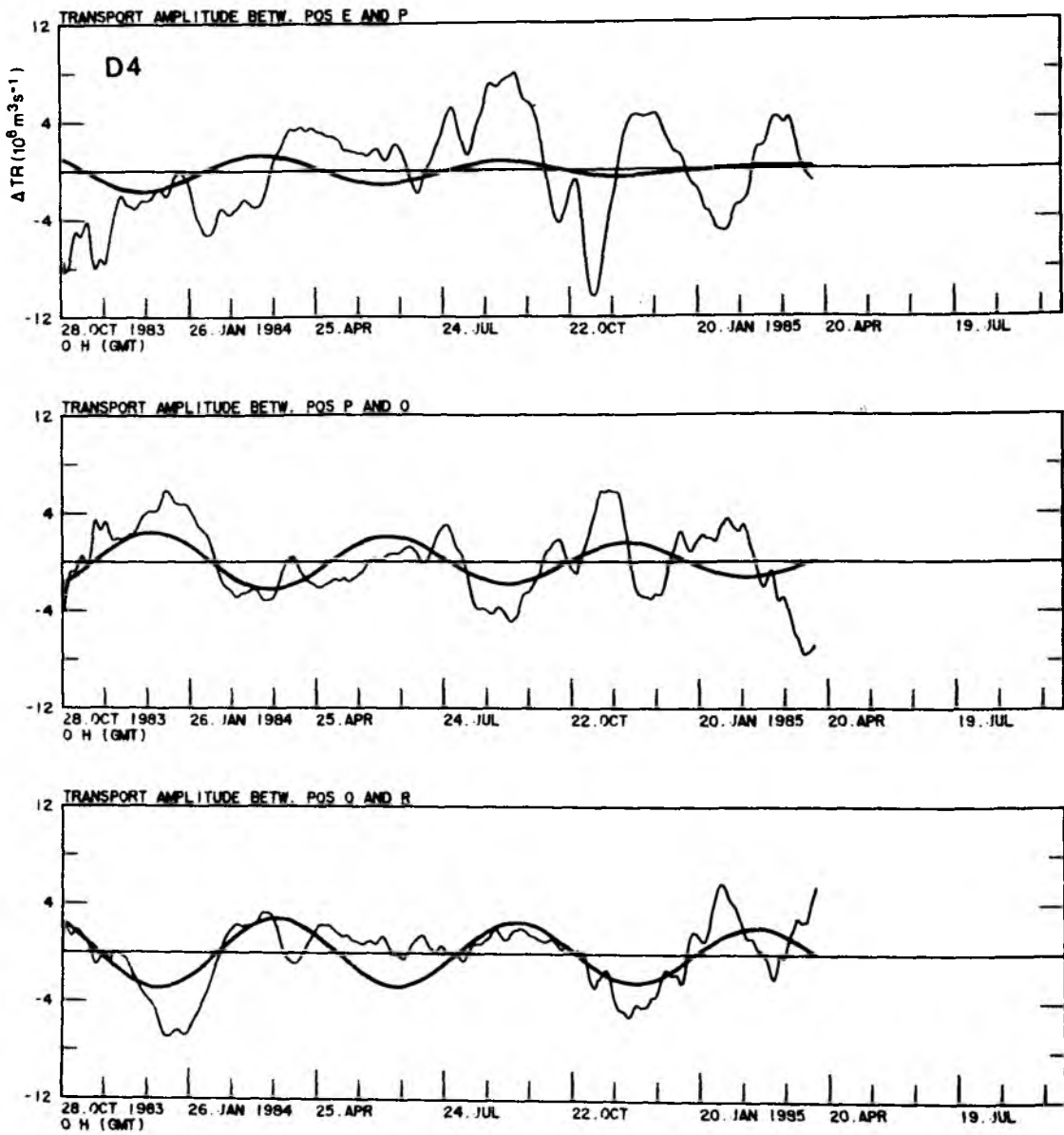


Abb. 44e: Transportzeitreihen der 1. baroklinen Vertikalstruktur für D4, Modell II.

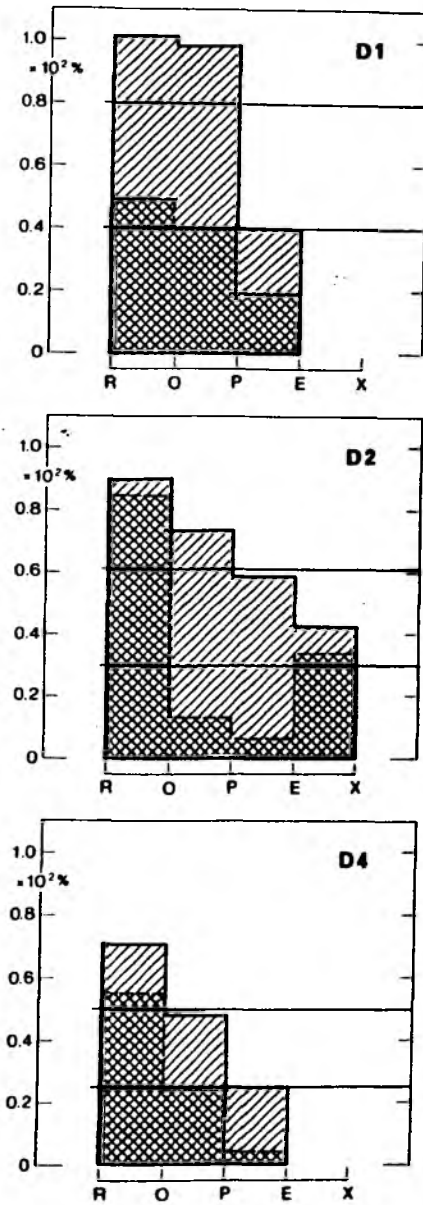


Abb. 45: Varianz der Wellenlösungen in Bezug zur reellen Varianz der TK-Transportzeitreihen entlang 28°N (helles Raster: Modell I, dunkles Raster: Modell II). Waagerechte Striche: zonale Mittelung.

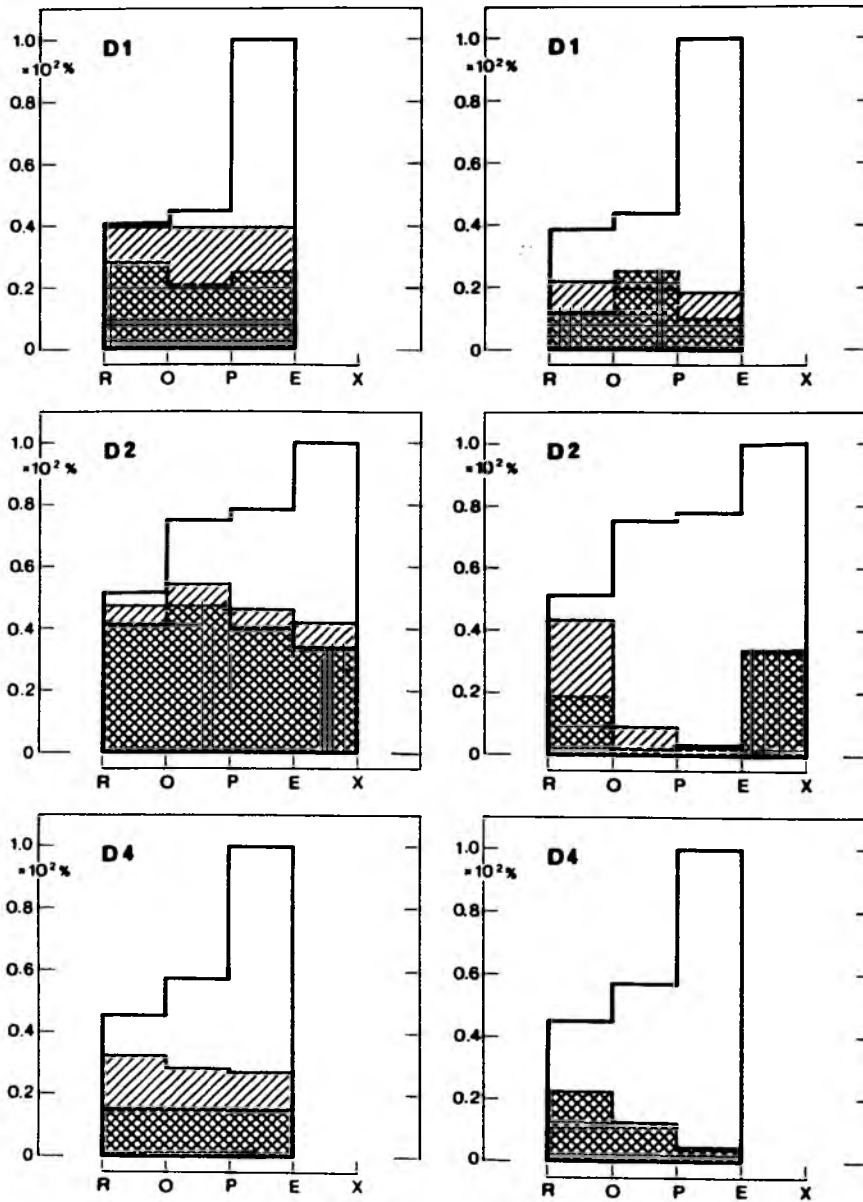


Abb. 46: Varianz der Wellenlösungen und der Datenrealisierungen bezüglich des Maximalwerts der Varianz an der östlichen Randposition für zwei Approximationen (helles und dunkles Raster) sowie Modell I (links) und Modell II (rechts).

Nach den vorliegenden Ergebnissen erscheint die lineare Wellentheorie durchaus geeignet, die prinzipiellen Eigenschaften der langsam veränderlichen Strömungen und den beobachteten Richtungswechsel des meridionalen Transports des baroklinen Strömungsfeldes entlang des Zonalschnitts auf 28°N durch Superposition geeigneter Wellenpaare barokliner Rossbywellen zu beschreiben. Die gefundenen Lösungen stellen eine Interpretation der gegebenen Datenensembles im Hinblick auf Wellenlösungen dar; es kann aber nicht darüber hinweggesehen werden, daß die verfügbaren Daten für die vorgesehene Analyse keineswegs optimal waren. Besondere Einschränkungen waren hinsichtlich der zeitlichen und vertikalen Abdeckung gegeben, so daß eine ganze Reihe von Annahmen und zusätzliche Rechenschritte für Interpolationen zur gegenseitigen Abstimmung der einzelnen Zeitreihen in die Analysen eingebracht werden mußten. Besonders gravierend wirkte sich die zeitliche Begrenzung der Zeitreihen aus, die die Mittelwerte und die Varianz der Zeitreihen insgesamt beeinflußte und zudem eine Grenze für die Auflösung im Periodenbereich setzte. Der Mangel an Informationen über Änderungen in meridionaler Richtung war ein weiteres Problem.

Ein kritischer Punkt der Untersuchungen ist die beobachtete ungleiche Verteilung der Varianz entlang des Zonalschnitts, die auch in den CTD-Daten (CTD-Ensemble) beobachtet wurde. Die zonalen Änderungen sind jedoch möglicherweise wegen der begrenzten zeitlichen Mittelung statistisch nicht hinreichend abgesichert. Die Ergebnisse des Kapitels über die Zirkulation des Kanarenstroms und auch die zuletzt genannte Analyse des CTD-Ensembles legen die Vermutung nahe, daß der Kanarenstrom selbst infolge einer starken antizyklonalen Krümmung seiner westwärtigen Flanke und Lee-Effekten die erhöhte Varianz mit Nordkomponenten zwischen den östlichen Positionen der Verankerungsanordnung verursacht. Größere Bodenneigungen, die an der östlichen Position des Zonalschnitts nahe bei den Inseln vorhanden sind, beschränken außerdem die Gültigkeit des Separationsansatzes, da die vertikalen Wellenlösungen des Eigenwertproblems nur unter Annahme fehlender Boden- neigung exakt bestimmt werden können.

5.6 Anpassung der Temperaturzeitreihen

Die Lösungen freier barokliner Rossbywellen sind konsistent mit den Variationen in den TK-Transportzeitreihen. Die Unterschiede in den Anpassungen bei den verschiedenen Datenensembles sind vor allem auf die unterschiedliche zeitliche und räumliche Überdeckung der Datenensembles zurückzuführen. Die beobachteten zeitlichen und räumlichen Variationen müssen aber in der gleichen Weise auch in den Zeitreihen der Temperatur zu finden sein. Bei einer Analyse der Temperaturzeitreihen selbst gehen weniger Rechenschritte ein als im Fall der Transportzeitreihen. Dadurch ist eine einfache Möglichkeit gegeben, mit den bisherigen Ergebnissen zu vergleichen.

Bei der folgenden Analyse geht es nur um die Untersuchung des Wellencharakters, d.h. die Feststellung dominierender Zeit- und Raumskalen, so daß auf die explizite Mitführung der baroklinen Vertikalstruktur verzichtet werden kann. Die bisherige Aufbereitung der Zeitreihen enthält die Interpolation der Temperaturen auf konstante Tiefenniveaus, so daß nicht die Signale der vertikalen Auslenkung einer Isotherme, sondern das Temperatursignal auf einer definierten Tiefenstufe ausgewertet wird. Dabei wird ein mittleres Niveau gewählt, das während beider Meßphasen abgedeckt ist. Dieses ist das in der Abb. 27 bereits markierte Signal. Aus diesem Signal werden wiederum für den Zonalschnitt zwei Datenensembles zusammengestellt, wobei das eine nur die Meßphase TK1 abdeckt, während das zweite beide Meßphasen enthält. Das bietet den Vorteil, daß der Einfluß der Länge einer Meßreihe auf die Wellenlösungen bewertet werden kann.

Die Approximation der Datenensembles D5 und D6 (vergl. Tabelle 14) entspricht der zuvor gestellten Aufgabe, die Zeitreihen durch Überlagerung zweier fortschreitender Wellen mit charakteristischen Größen darzustellen, wobei die Formulierung wie im Fall des Modells I so gewählt wird, daß keine explizite Kopplung zwischen den Wellenzahlen k_1 und den Frequenzen ω_1 in Form einer Dispersionsrelation vorausgesetzt wird.

Eine offensichtliche Übereinstimmung bei den Zeitreihen D5 und D6 untereinander und mit den zuvor gegebenen Anpassungen besteht hinsichtlich der halbjährigen Variation (Tabelle 15). Die räumlichen Skalen und die charakte-

Tabelle 14: Datenauswahl aus den Temperaturzeitreihen

Daten- version	Meßphase	Datenpunkte					Anzahl	
		R	O	P	E	X	x_j	t_K
D5	TK1	X	X	X	X		4	365
D6	TK1/TK2	X	X	X	X		4	432
	Kombination							

Tabelle 15: Parameter der Wellenlösungen für die aus den Temperaturzeitreihen gewählten Datenensembles. Freie Parameter der Anpassungen ΔT , κ , T und ϕ . Berechnete Größen der meridionalen Wellenzahlen η , der Wellenlänge λ , der Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten c bzw. c_g und der Winkel α und δ entsprechend Abb. 43. FS bezeichnet die prozentuale mittlere Abweichung der Anpassungen gegenüber den Daten.

Version	No	FS $\cdot 10^{-2}\%$	ΔT $^{\circ}\text{C}$	κ 10^{-5} m^{-1}	η 10^{-5} m^{-1}	λ 10^3 m	T Tage	ϕ $^{\circ}$	$ c $ 10^{-2} m s^{-1}	α Grad	$ c_g $ 10^{-2} m s^{-1}	δ Grad
05	1	0.19	0.11	1.46	3.50	408	171	0.25	2.7	13.1	1.11	68.7
			0.16	3.36	5.46	98	502	-0.3	0.23	58.4	0.41	32.5
	2	0.19	0.11	1.46	3.50	408	171	0.25	2.7	13.1	1.11	68.7
			0.16	3.36	5.46	98	502	-0.3	0.23	58.4	0.41	32.5
	3	0.19	0.11	1.46	3.50	408	171	0.25	2.7	13.1	1.11	68.7
			0.16	3.36	5.46	98	502	-0.3	0.23	58.4	0.41	32.5
	4	0.22	0.08	1.17	-	-	134	1.2	-	-	-	-
			-0.1	3.14	5.32	102	500	-2.0	0.23	59.4	0.44	34.8
	5	0.19	0.11	1.46	3.50	408	171	0.25	2.7	13.1	1.11	68.7
			0.16	3.36	5.46	98	502	-0.3	0.23	58.4	0.41	32.5
06	1	0.20	0.08	1.62	0.95	335	189	-0.1	2.05	30.3	1.24	45.2
			0.19	3.27	7.14	80	746	-0.4	0.12	65.4	0.29	44.0
	2	0.20	0.08	1.62	0.95	335	189	-0.1	2.05	30.3	1.24	45.2
			0.19	3.27	7.14	80	746	-0.4	0.12	65.4	0.29	44.0
	3	0.24	0.09	1.60	0.78	353	183	-1.0	2.23	25.8	1.17	48.9
			-0.05	9.52	-	-	71	2.9	-	-	-	-
	4	0.23	0.09	1.59	0.82	351	185	-0.1	2.20	27.2	1.21	48.6
			0.09	2.92	3.13	147	291	0.1	0.58	47.0	0.71	18.4
	5	0.20	-0.08	1.62	0.92	337	188	0.1	2.08	29.7	1.23	45.5
			-0.19	3.27	7.14	80	746	0.6	0.12	65.4	0.29	44.0

Tabelle 16: Anteile der Wellenlösungen an der Gesamtvarianz der Datenensemble D5 und D6

Version	No	R ·10 ² %	O ·10 ² %	P ·10 ² %	E ·10 ² %	X ·10 ² %	Mittel ·10 ² %
D5	1	0.81	0.30	0.49	0.23	-	0.45
	4	0.52	0.13	0.28	0.08	0.16	0.25
D6	1	0.45	0.42	0.42	0.27	-	0.37
	3	0.10	0.08	0.10	0.06	-	0.08
	4	0.16	0.14	0.14	0.09	-	0.13
	5	0.45	0.42	0.42	0.27	-	0.37

ristischen Größen der Wellenausbreitung entsprechen im Fall der längeren Realisierung D6 genau den Approximationen für eine halbjährige Rossbywelle bei den Transportzeitreihen, im Fall des Datenensembles D5 bestehen geringe Abweichungen mit einer etwas größeren Meridional Komponente der Wellenausbreitung. Im Hinblick auf Rossbywellen mit Jahresperiode ist die Korrespondenz der Ergebnisse weniger eindeutig. Eine der Lösungen im Fall D6 entspricht qualitativ der längeren Welle mit Jahresperiode bei den Transportzeitreihen. Generell besteht aber bei den Temperaturzeitreihen die Tendenz, eine längerperiodische Variation zu approximieren.

Der Anteil der Varianz der Wellenanpassung an der Varianz der Temperaturmeßreihen ist insgesamt etwas geringer als bei den Transportzeitreihen (Tabelle 16). Abschließend kann festgestellt werden, daß die Skalen nur angenähert übereinstimmen. Dabei ist zu bedenken, daß im vorliegenden Fall nur die Temperaturvariation auf einer ausgewählten Tiefenstufe approximiert wurde, während die Wellenanpassung zuvor das gesamte vertikal integrierte Signal betraf. Im Rahmen dieser Einschränkung bestätigen sich die bisher erhaltenen Lösungen.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Um die Strukturen der horizontalen und vertikalen Schichtungsverhältnisse und der Volumentransporte im Kanarenbecken zu beschreiben, wurde in der vorliegenden Arbeit ein quasisynoptischer Datensatz verwandt, der während der "Meteor"-Reise 69 im Herbst 1984 gewonnen wurde. Mittels objektiver Analyse wurden Verteilungen der Dichte und der Anomalien des Geopotentials auf unterschiedlichen Tiefenniveaus untersucht. Es war das Ziel, einerseits Vergleiche mit dem mittleren Bild aus historischen Datensätzen anzustellen, zum anderen zu einer Grundlage für die folgende Analyse der zeitlichen Temperaturvariationen aus Messungen mit Thermistorkettenverankerungen im Kanarenbecken zu gelangen. Die Ergebnisse der Analyse des quasisynoptischen Datensatzes stimmten im wesentlichen mit dem mittleren Bild überein. Abweichungen wurden vor allem in Regionen offenbar, in denen Strukturen des Strömungsfeldes wegen des großen horizontalen Abstandes der gemittelten Profile und einer starken räumlichen Glättung nicht adäquat aufgelöst werden konnten. Dies gilt insbesondere für das Gebiet südlich der Kanaren, wo sich aus der vorliegenden Analyse eine Aufspaltung der südwärtigen Strömung ergab. Möglichkeiten einer weitergehenden Absicherung der Ergebnisse aus der quasisynoptischen Datenverteilung bestanden im Vergleich mit den Mittelwerten aus den Daten der Thermistorkettenverankerungen, die entlang eines Zonalschnitts auf 28°N und eines Meridians entlang 27°W ausgelegt waren. Horizontale Gradienten der Mittelwerte aus den Zeitreihen der Temperatur und der Anomalien des Geopotentials bzw. des relativen baroklinen Volumentransportes auf den Verankerungspositionen zeigten sich als konsistent mit horizontalen Strukturen des Stromsystems im Kanarenbecken, wie sie aus den hydrographischen Aufnahmen erhalten wurden.

Der dominierende Einfluß des südlich der Azoren nach Osten gerichteten Einstroms in das Kanarenbecken auf die Parameterverteilungen und die Volumentransporte wurde in der Analyse deutlich. Man fand eine Aufspaltung des Azorenstroms in einen Zweig entlang des Azorenplateaus und westlich des Kanaren-Archipels. Ein weiterer Zweig brachte Wasser in das Gebiet östlich von Madeira und lieferte offenbar die Wassermenge für den sich nördlich der Kanarischen Inseln bildenden Kanarenstrom. Damit ergab sich eine geschos-

sene Bilanz der Volumentransporte im Kanarenbecken aus den Transporten des Azorenstroms und der Weiterführung der Wassermassen durch den Kanarenstrom, an der der Portugalstrom keinen wesentlichen Anteil hat.

Berechnungen der Volumentransporte relativ zu 1500 dbar auf dem Zonalschnitt auf 28°N westlich der Kanaren ergaben Südtransporte in der Größenordnung von $10 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$, wobei der küstennahe Kanarenstrom mit $6 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ beiträgt. Etwa $2 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ wurden südlich von 22°N entlang der Küste weiter nach Süden transportiert, während $8 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ nach Südwesten gingen.

Entlang des Zonalschnitts auf 28°N zeigten wiederholte CTD-Messungen, daß Volumentransporte relativ zu 1500 dbar nicht nur räumliche Variationen, sondern auch starke zeitliche Änderungen mit Richtungen sowohl nach Süden als auch nach Norden zeigten, wobei die mittlere Transportamplitude dieser Variationen den Mittelwert der nach Süden gerichteter Transporte übertraf. Zeitliche Variationen in den Temperaturzeitreihen der Thermistorkettenverankerungen, die zum Zwecke einer weitergehenden Analyse mittels der Verwendung von gemittelten T/S-Relationen und der Anwendung der dynamischen Methode in Zeitreihen des relativen baroklinen Transports zwischen einzelnen Verankerungspositionen überführt wurden, legten die Vermutung nahe, daß barokline Rossbywellen sowohl die räumlichen Strukturen entlang des Zonalschnitts als auch die zeitlichen Variationen wesentlich verursachen.

Es wurde deshalb versucht, die Varianz der meridionalen Transporte auf 28°N durch lineare Überlagerung von Wellen zu beschreiben. Die Wellenlösungen des Modells ergaben die dominierenden zeitlichen und räumlichen Skalen für den Fall, daß die vertikale Struktur von der ersten vertikalen Mode bestimmt ist. Die Ergebnisse waren konsistent mit Rossbywellen halbjähriger Periode mit einer Wellenlänge um 330 km und einer Ausbreitungsrichtung, die mit einem Winkel von ca. 25° nur wenig von einer rein zonalen gerichteten Richtung abwich. Die Phasengeschwindigkeit dieser Welle lag bei 2 cm s^{-1} . Weitere Lösungen waren Wellen mit Jahresperiode und Wellenlängen von 100 km und 200 km, mit größeren meridionalen Komponenten und mit Phasengeschwindigkeiten, die etwas kleiner als 1 cm s^{-1} sind. Bis zu 80 % der Varianz der Zeitreihen konnte durch die Wellenlösungen dieses Modells approximiert werden.

LITERATURVERZEICHNIS

- ARMI, L. und H. STOMMEL, 1983: Four views of a portion of the North Atlantic Subtropical Gyre. J. Phys. Oceanogr., 13, 828-857.
- ARMI, L. und W. ZENK, 1984: Large lenses of highly saline Mediterranean water. J. Phys. Oceanogr., 14, 1560-1576.
- BARTON, E.D., 1985: Structure and variability of the central water mass front off Cabo Blanco. October 1981 - April 1982. Int. Symp. on the most important upwelling areas off Western Africa (Cape Blanco and Benguela). C. Bas, R. Margalef und P. Rubies (eds.). Inst. Inv. Pesqueras, Barcelona.
- BRETHERTON, F.P., R.E. DAVIS und C.B. FANDRY, 1976: A technique for objective analysis and design of oceanographic experiments applied to MODE-73. Deep-Sea Research, 23, 559-582.
- DEFANT, A., 1941: Die absolute Topographie des physikalischen Meeresniveaus und der Druckflächen sowie die Wasserbewegungen im Atlantischen Ozean. Deutsche Atlantische Expedition "Meteor" 1925-1927, Vol. 6, Part 2, No. 5, 191-260.
- DICKSON, R.R., W.J. GOULD, T.J. MÜLLER und C. MAILLARD (1985): Estimates of the Mean Circulation In The Deep (>2000m) Layer of the Eastern North Atlantic. Progress in Oceanogr., 14, 103-127.
- DIETRICH, G., K. KALLE, W. KRAUSS und G. SIEDLER, 1975: Allgemeine Meereskunde, Borntraeger, Berlin, 563 pp.
- DIETRICH, G. und J. ULRICH, 1968: Atlas zur Ozeanographie. B. I. Hochschulatlanten, 76 pp.
- EMERY, W.J. und L. MAGAARD, 1976: Baroclinic Rossby Waves as inferred from temperature fluctuations in the Eastern Pacific. J. Mar. Res., 34, 365-385.

- EMERY, W.J. und J.S. DEWAR, 1982: Mean temperature-salinity, salinity-depth and temperature-depth curves from the North Atlantic and the North Pacific. *Prog. Oceanogr.*, 11, 219-305.
- EMERY, W.J., G.W. LEE und L. MAGAARD, 1984: Geographic and seasonal distributions of Brunt-Väisälä frequency and Rossby radii in the North Pacific and North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 294-317.
- FEDOSEEV, A., 1970: Geostrophic circulation of surface waters on the shelf of North-West Africa. *Rapp. Proc. Verb. Reun. Cons. Int. Expl. Mer*, 159, 32-37.
- FIADIERO, M.E. und G. VERONIS, 1982: On the determination of absolute velocities in the ocean. *J. Mar. Res.*, 40, Suppl., 159-192.
- FINKE, M. und G. SIEDLER, 1986: Drag Coefficients of Oceanographic Mooring Components. *Atmospheric and Oceanic Techn.*, 3, 255-264.
- FIUZA, A.F.G. und D. HALPERN, 1982: Hydrographic observations of the Canary Current between 21°N and 25,5°N in March/April 1974. *Rapp. P.-v.Reun. Cons. int. Explor. Mer*, 180, 58-64.
- FOFONOFF, N.P. und R.C. MILLARD Jr., 1983: Algorithms for computations of fundamental properties of seawater. *Unesco technical papers in marine science*, No. 44.
- FOMIN, L.M., 1964: The dynamic method in oceanography. Elsevier Oceanographic Series, Amsterdam, 212 pp.
- FRAGA, F., O. LLINAS and E.D. BARTON, 1985: The concentration of nutrient salts inspures NACW and SACW. *Int. Symp. on the most important upwelling areas off Western Africa (Cape Blanco and Benguela)*. C. Bas, R. Margalef und P. Rubies (eds.). *Inst. Inv. Pesqueras*, Barcelona.
- FRANKIGNOUL, C. und P. MÜLLER, 1979: Quasi-geostrophic response of an infinite β -plane to stochastic forcing by the atmosphere. *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 104-127.

- GILL, P.E. und W. MURRAY, 1978: Algorithms for the solution of non-linear least squares problem. SIAM Journal on Numerical Analysis, 15, 977-992.
- GOULD, W.J., 1985: Physical oceanography of the Azores Front. Prog. Oceanogr., 14, 167-190.
- HELLAND-HANSEN, B. und F. NANSEN, 1926: The eastern North Atlantic. Geophys. Norv., 4, 75 pp.
- HICKEY, B.M., 1982: The California Current System - Hypothesis and facts. Prog. Oceanogr., 8, 191-279.
- HILLER, W. und R.H. KÄSE, 1983: Objective Analysis of Hydrographic data Sets from Mesoscale Surveys. Bericht aus dem Inst. f. Meereskunde, Kiel, 116, 78 pp.
- HOGG, N.G., 1980: Effects of Bottom Topography on ocean currents, GARP Publ. Ser., 23, 169-205.
- HOLLAND, W.R., 1973: Baroclinic and topographic influences on the transport in western boundary currents. Geophys. Fluid Dyn., 4, 187-210.
- ISELIN, C. O'D, 1936: A study of the circulation of the western North Atlantic. Papers in Physical Oceanography and Meteorology, 4, 101 pp.
- JAKOBSEN, J.P., 1929: Contribution of the hydrography of the North Atlantic: The DANA Expedition 1920-22. Oceanographical reports edited by the DANA-Committee, 1, 3, 98 pp.
- JECKSTRÖM, C., 1983: Jahresgang der winderzeugten Oberflächenströmungen im Nordostatlantik nach Schiffsversetzungsdaten. Diplomarbeit am Inst. für Meereskunde, Kiel, 59 pp.
- JOHNSON, D.R., 1973: Upwelling layers in a steady wind-driven stratified ocean. J. Phys. Oceanogr., 3, 203-212.

- KÄSE, R.H. und G. SIEDLER, 1982: Meandering of the subtropical front south-east of the Azores. *Nature*, 300 (5889), 245-246.
- KÄSE, R.H., W. ZENK, T.B. SANFORD und W. HILLER, 1985: Currents, Fronts and Eddy Fluxes in the Canary Basin. *Prog. Oceanogr.*, 14, 231-257.
- KÄSE, R.H., J.F. PRICE, P.L. RICHARDSON und W. ZENK, 1986: A Quasi Synoptic Survey of the Thermocline Circulation and Water Mass Distribution within the Canary Basin. *J. Geophys. Res.*, 91 (C8), 9739-9748.
- KANG, Y.Q.L. und L. MAGAARD, 1980: Annual baroclinic Rossby waves in the central North Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1159-1167.
- KIRICHEK, A.D., 1971: Water circulation in the North-Eastern part of the Tropical Atlantic. *Int. Counc. Expl. Sea.*, CM., C7, 61-68.
- KLEINICKE, M., 1986: Die baroklinen Strömungen im nördlichen Kanarenbecken. Diplomarbeit am Inst. f. Meereskunde, Kiel, 65. pp.
- KRAUSS, W. und Chr. WÜBBER, 1982: Response of the North Atlantic to annual wind variations along the eastern coast. *Deep-Sea Res.*, 29, 851-868.
- KRAUSS, W. und R.H. KÄSE, 1984: Mean Circulation and Eddy Kinetic Energy in the Eastern North Atlantic. *J. Geophys. Res.*, 89, 3407-3415.
- KRAUSS, W., 1986: The North Atlantic Current. *J. Geophys. Res.*, 91 (C4), 5061-5074.
- LUYTEN, J.R., J. PEDLOSKY und H. STOMMEL, 1983: The ventilated thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 292-309.
- LeBLOND, P.H. und L.A. MYSAK, 1978: *Waves in the ocean*. Elsevier, Amsterdam 602 pp.
- LIPPERT, A. und R.H. KÄSE, 1985: Stochastic wind forcing of baroclinic Rossby waves in the presence of a meridional boundary. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 184-194.

- LLINAS, O., F. FRAGA und E.D. BARTON, 1985: Nutrient distributions in the central water mass near Cabo Blanco, October 1981. Int. Symp. on the most important upwelling areas off Western Africa (Cape Blanco and Benguela). C. Bas, R. Margalef and P. Rubies (eds.). Inst. Inv. Pesqueras, Barcelona.
- MAGAARD, L., 1977: On the generation of baroclinic Rossby waves in the North Pacific. J. Phys. Oceanogr., 7, 359-364.
- MAGAARD, L. und J.M. PRICE, 1977: Note on the significance of a previous Rossby wave fit of internal temperature fluctuations in the Eastern Pacific. J. Mar. Res., 35 (4), 649-651.
- MCCARTNEY, M.S., 1982: The subtropical recirculation of mode waters. J. Mar. Res., 40, (Suppl.), 427-464.
- MCCARTNEY, M.S. und L.D. TALLEY, 1982: The subpolar mode water of the North Atlantic Ocean. J. Phys. Oceanogr., 12, 1169-1188.
- MCWILLIAMS, J.C. und A. ROBINSON, 1974: A wave analysis of the Polygon array in the tropical Atlantic. Deep-Sea Research, 21, 359-368.
- MCWILLIAMS, J.C. und G.R. FLIERL, 1976: Optimal, quasi-geostrophic wave analyses of MODE array data. Deep-Sea Research, 23, 285-300.
- MEINCKE, J., E. MITTELSTAEDT, K. KREMLING, W. ZENK und P. KOSKE, 1985: Nordostatlantik '84, NOAMP III. Ber. der wiss. Leiter. - Forschungsschiff "Meteor", Reise Nr. 69, Techn. Ber. Inst. f. Meereskunde, Hamburg Nr. 1/85.
- MITTELSTAEDT, E., 1983: The Upwelling Area Off Northwest Africa. - A Description of Phenomena Related to Coastal Upwelling. Prog. Oceanog., 12, 307-331.
- MITTELSTAEDT, E., 1987: On The Subsurface Circulation Along The Moroccan Slope. In Vorbereitung.

- MODE GROUP, THE, 1978: The Mid-Ocean Dynamics Experiment. Deep-Sea Res., 25, 859-910.
- MOLINA, R. und F.L. LAATZEN, 1986: Currents in the regions between the Eastern Canary Islands, Marocco and the Madeira Islands. Cruise "Norcanarias I". Rev. de Geopisica, 42, 41-52.
- MÜLLER, T.J., 1987: Analyse niederfrequenter Strömungsschwankungen im Nord-ostatlantik, Dissertation, Kiel, 134 S.
- MÜLLER, T.J., M. FINKE, W. DASCH und R.R. WITTSTOCK, 1987: Hydrography and current measurements in the North-East Atlantic Ocean. Data Report F.S. Meteor cruises 69/5 and 69/6 - October to November 1984. - Ber. Inst. f. Meereskunde, Kiel, Nr. 166, 106 S.
- MUNK, W.H., 1950: On the wind-driven ocean circulation. J. Meteorol., 7, 79-83.
- NAGF, 1978: The NAG Fortran Library Manuel, NAG Ltd.
- OLBERS, D.J., M. WENZEL und J. WILLEBRAND, 1985: The Inference of North Atlantic Circulation Patterns From Climatological Hydrographic Data. Rev. of Geophys., 23 (4), 313-356.
- PEDLOSKY, J., 1974: Longshore currents, upwelling and bottom topography. J. Phys. Oceanogr., 4, 214-226.
- PERLROTH, J., 1968: The distribution of the water type structure in the first 300 feet of the equatorial Atlantic. Proc. of the symposium on the ocean and fish resources of the tropical Atlantic. Abidjan.
- PHILANDER, S.G.H. und J.H. YOON, 1982: Eastern Boundary Currents and Coastal Upwelling. J. Phys. Oceanogr., 12, 862-879.
- POLLARD, R.T. und S. PU, 1985: Structure and circulation of the upper Atlantic Ocean northeast of the Azores. Prog. Oceanogr., 14, 443-462.

- PRICE, J.M. und L. MAGAARD, 1980: Rossby wave analysis of the baroclinic potential energy in the upper 500 meters of the North Pacific. J. Mar. Res., 38, 249-264.
- PRICE, J.M. und L. MAGAARD, 1983: Rossby wave analysis of subsurface temperature fluctuations along the Honolulu - San Francisco Great Circle. J. Phys. Oceanogr., 13, 258-268.
- PRICE, J.M. und L. MAGAARD, 1986: Interannual Baroclinic Rossby waves in the Midlatitude North Atlantic. J. Physical Oceanogr., 16, 2061-2070.
- RHINES, P., 1975: Waves and turbulence on a β plane. J. Fluid Mech., 69 (3), 417-444.
- ROBINSON, M.K., R.A. BAUER und E.H. SCHROEDER, 1979: Atlas of North Atlantic - Indian Ocean monthly mean temperatures and salinities of the surface layer. Naval Oceanographic Office Reference Publication, 18.
- RODEN, G.I., 1972: Temperature and salinity fronts at the boundaries of the subarctic - subtropical transition zone in the Western Pacific. J. Geophys. Res., 77 (36), 7175-7187.
- SARMIENTO, J.L. und K. BRYAN, 1982: An Ocean Transport Model for the North Atlantic. J. Geophys. Res., 87, C1, 394-408.
- SAUNDERS, P.M., 1982: Circulation in the eastern North Atlantic. J. Mar. Res., 40, Suppl., 641-657.
- SCHOTT, F. und H. STOMMEL, 1978: Beta spirals and absolute velocities in different oceans. Deep-Sea Res., 25, 961-1010.
- SHAFFER, G., 1976: A mesoscale study of coastal upwelling variability off NW-Africa. "Meteor" Forsch.-Ergebnisse, Reihe A, 17, 21-72.

- SIEDLER, G. und L. STRAMMA; 1983: The applicability of the T/S-method to geopotential anomaly computations in the Northeast Atlantic. *Oceanologica Acta*, 6 (2), 167-172.
- SIEDLER, G., W. ZENK und W.J. EMERY, 1985: Strong-current events related to a subtropical front in the Northeast Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 885-897.
- SIEDLER, G., 1986: Die Ventilation der Warmwassersphäre im Nordatlantik. *Ann. d. Met.*, Nr. 23, 137-140.
- SIEDLER, G., A. KÜHL und W. ZENK, 1987: The Madeira Mode Water. *J. Physical Oceanogr.*, 17, 1561-1570.
- STOMMEL, H. und F. SCHOTT, 1977: The beta spiral and the determination of the absolute velocity field from hydrographic station data. *Deep-Sea Res.*, 24, 325-329.
- STRAMMA, L., 1984: Wassermassenausbreitung in der Warmwassersphäre des subtropischen Nordostatlantiks. *Berichte aus dem Inst. f. Meereskunde, Kiel*, 125, 108 pp.
- STRAMMA, L., 1984: Geostrophic transport in the Warm Water Sphere of the eastern subtropical North Atlantic. *J. Mar. Res.*, 42, 537-558.
- STRAMMA, L. und H.J. ISEMER, 1986: Meridional temperature fluxes in the subtropical eastern North Atlantic. *Deep-Sea Res.*, 33, 209-223.
- STRAMMA, L. und H.J. ISEMER, 1988: Seasonal variability of meridional temperature fluxes in the eastern North Atlantic Ocean. *J. Mar. Res.*, 46, 281-299.
- SVERDRUP, H.U., U.W. JOHNSON und R.H. FLEMING, 1942: *The Oceans*. Prentice Hall, 1087 pp.
- SY, A., 1986: Geostrophic Transports across the Mid-Atlantic Ridge between 24°N and 53°N. *Int. Council for the Expl. of the Sea*, C:20, 1-16.

- TOMCZAK, M., 1973: An investigation into the occurrence and development of cold water patches in the upwelling region off NW Africa (Roß-breiten-Exp. 1970) "Meteor"-Forschungserg. A, 13, 1-42.
- TOMCZAK, M. und P. HUGHES, 1980: Three dimensional variability of water masses and currents in the Canary Current upwelling region. "Meteor" Forschungserg., R.A., No. 21, 1-24.
- WARREN, B.A., 1972: Insensitivity of subtropical mode water characteristics to meteorological fluctuations. Deep-Sea Res., 19, 1-19.
- WHITE, W.B., 1977: Annual forcing of baroclinic long waves in the tropical North Pacific. J. Phys. Oceanogr., 7, 50-61.
- WHITE, W.B. und J.F.T. SAUR, 1981: A source of annual baroclinic waves in the Eastern Subtropical North Pacific. J. Phys. Oceanogr., 11, 1452-1462.
- WILLENBRINK, E., 1982: Wassermassenanalyse im tropischen und subtropischen Nordostatlantik. Ber. aus dem Inst. f. Meereskunde, Kiel, 96, 72 pp.
- WOOSTER, W.S. und J.L. REID, 1963: Eastern boundary currents. In: M.M. Hill (ed.) The Sea, Vol. 2, Wiley, New York.
- WOOSTER, W.S., A. BAKUN und D.R. McLAIN, 1976: The seasonal upwelling cycle along the North Atlantic. J. Mar. Res., 34, 131-141.
- WORTHINGTON, L.V., 1976: On the North Atlantic circulation. The John Hopkins Oceanogr. Studies. No. 6, The John Hopkins University Press, Baltimore, Maryland, 111 pp.
- WÜBBER, Chr., 1986: Ein numerisches Modell zur Untersuchung barokliner Rossby-Wellen im Nordatlantik. Berichte aus dem Inst. f. Meereskunde, Kiel, 159, 96 pp.
- WUNSCH, C., 1977: Determination the general circulation of the oceans. A preliminary discussion. Science, 196, 871-875.

- WUNSCH, C., 1978: The north Atlantic general circulation west of 50°W determined by inverse methods. *Rev. of Geophys. and Space Phys.*, 16, No. 4, 583-620.
- ZANTOPP, R.J. und K.D. LEAMAN, 1984: The Feasibility of Dynamic Height Determination from Moored Temperature Sensors. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 1400-1405.
- ZENK, W., 1970: On temperature and salinity structure in the Mediterranean water in the northeast Atlantic. *Deep-Sea Res.*, 17, 627-632.
- ZENK, W., M. FINKE, T.J. MÜLLER und O. LLINAS, 1986: The role of the Canary Current in the subtropical Atlantic gyre circulation. Joint Meeting of the European Geophysical Society. Kiel. *Terra cognita*, 6 (3), 375.

DANKSAGUNG

Ich danke ganz besonders Herrn Prof. Dr. G. Siedler für die intensive Betreuung dieser Arbeit. Mein Dank gilt vor allem auch meinen Kollegen Dr. T.J. Müller und Dr. M. Schröder, die mir in vielen Gesprächen wertvolle Anregungen gaben. Weiterhin danke ich den technischen Mitarbeitern der Abteilung Meeresphysik, die an der Gewinnung der Daten maßgebenden Anteil hatten.

Herr Dr. W. Zenk war im Umfeld dieser Arbeit um Kontakte mit spanischen Stellen bemüht und hat mir freundlicherweise hilfreiche Literaturquellen zugänglich gemacht.

Darüber hinaus möchte ich mich bei Frau Tietze bedanken, die mich bei Problemen in der Datenverarbeitung beraten hat, sowie bei Herrn Eisele und Frau Brückner, die die abschließende Aufarbeitung meiner graphischen Vorlagen vornahmen. Einen großen Teil der Textverarbeitung hat Frau Drews vorgenommen, wofür ich ihr zu großem Dank verpflichtet bin.

Großen Anteil am Zustandekommen dieser Arbeit hat nicht zuletzt meine Frau Gabriele, die mir bei allen Problemen liebevoll zur Seite stand.